Untersuchung von Transportvorgängen in der Wandzone eines Heliumplasmas mit Hilfe spektroskopischer Methoden

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Diplom-Physiker Eng Kie Souw
aus Pekalongan, Indonesien

Düsseldorf 1980

1981

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41536504_0035

Untersuchung von Transportvorgängen in der Wandzone eines Heliumplasmas mit Hilfe spektroskopischer Methoden

I n a u g u r a l - D i s s e r t a t i o n

zur

Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Diplom-Physiker Eng Kie Souw

aus Pekalongan, Indonesien

Düsseldorf, 1980

Referent : Prof. Dr. J. Uhlenbusch
Korreferent : Prof. Dr. G. Decker

Tag der mündlichen Prüfung : 11. Februar 1981

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. Einleitung	1
2. Der Effekt der Plasma-Wand-Wechselwirkung auf die Geschwindigkeitsverteilung der Neutralteilchen	3
3. Die experimentelle Anordnung	11
a) Das Entladungsrohr	11
b) Der Entladungsstromkreis	14
c) Das Fabry-Perot Interferometer	15
d) Der Optische Multikanal Analysator	18
e) Die optische Anordnung	21
4. Die spektroskopischen Messungen	24
a) Das Spektralprofil der HeI-5876 Å Linie	24
b) Die Bestimmung der Elektronendichte	29
c) Die Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilung	34
5. Theoretische Interpretation der Meßergebnisse	38
a) Ein Modell für den Plasmakern	38
b) Vergleich des experimentellen Dopplerprofils mit der theoretischen Geschwindigkeitsverteilung	57
6. Die Resonanzstreuung	67
a) Einleitung	67
b) Das Streuexperiment	70
1. Die Fast-Resonanz-Streuung	71
2. Die Rayleigh-Streuung	77
3. Die Bestimmung der Dichte des unteren Übergangsniveaus	79
c) Interpretation der Meßergebnisse	82
7. Zusammenfassung	89
8. Literaturverzeichnis	93
9. Anhang A: Die Resonanzstreuung	97
10. Anhang B: Die Aufspaltung der Feinstruktur der He I-5876 Å Linie im Magnetfeld	130

1. EINLEITUNG

In fusionsorientierten Experimenten mit magnetisch-eingeschlossenen Plasmen nimmt das Problem des Neutralteilchentransports eine wichtige Stellung ein. Der Verlust an Neutralteilchen, die aus umgeladenen heißen Ionen entstehen, bewirkt einen direkten Einfluß auf den Energiehaushalt des Plasmas. Beim Auftreffen auf die Wandoberfläche lösen sie infolge ihrer hohen Geschwindigkeiten Wandmaterial und andere Verunreinigungen durch Sputtering und Desorption ab. Diese Verunreinigungen können die Plasmaeigenschaften, wie z.B. die elektrische Leitfähigkeit und den Strahlungsverlust, empfindlich beeinflussen. Die von der Wand kommenden Neutralen, die durch verschiedene Mechanismen wie Desorption, Diffusion, Teilchen-Injektion und Reflektion entstehen können, werden erneut ionisiert bzw. umgeladen und führen somit den sogenannten "recycling process" aus, der für die sich stationär-einstellende Plasmadichte eine entscheidende Rolle spielt. Es ist bekannt, daß unter den meisten Tokamakbedingungen die sich einstellende Plasmadichte hauptsächlich aus Teilchen besteht, die von den Gefäßwänden abgelöst wurden; d.h. wenn die Wand nach einem Betrieb bei nicht zu niedrigen Füllgasdichten bereits voll mit Wasserstoff- oder Deuterium-atomen beladen worden ist ("High-Recycling"/1/80/). Andernfalls sinkt die Plasmadichte innerhalb weniger ms (= Teilcheneinschlußzeit) sehr stark ab, weil die nicht eingeschlossenen Ionen/Neutralatome in die Wand eindringen und dort steckenbleiben.

Diese wenigen Beispiele zeigen uns deutlich, daß die Wand über den Neutralteilchentransport eine starke Rückwirkung auf das Zentralplasma ausüben kann. Da viele Prozesse, die dabei ablaufen, hauptsächlich in einer dünnen Schicht zwischen dem Plasma und der Gefäßwand stattfinden, weil dort die Neutralteilchendichte beträchtlich ist, ist eine gute Kenntnis über diese Wandzone für das Verständnis der Plasma-Wand-Wechselwirkung von außerordentlicher Wichtigkeit.

In diesem Zusammenhang wurden bereits zahlreiche theoretische Untersuchungen bzw. numerische Rechnungen durchgeführt (/2/ bis /11/). Diese Arbeit hat das Hauptziel, die Auswirkungen der Plasma-Wand-Wechselwirkung auf die Geschwindigkeitsverteilung der Neutralteilchen experimentell zu untersuchen.

Außerdem wurden einige neue diagnostische Verfahren zur Untersuchung der Plasma-Wand-Zone erprobt und auf ihre Anwendbarkeit in Tokamakanlagen untersucht. Neben konventionellen spektroskopischen Methoden wurden in diesem Experiment die Resonanz- und die Fast-Resonanz-Streuung mit gepulstem Farbstofflaser eingesetzt. Im Gegensatz zur klassischen spektroskopischen Methode, mit der eine räumlich-aufgelöste Information nur mühsam zu gewinnen ist, bietet die Laserstreuung eine Methode zur Messung lokaler Größen an. Für die Diagnostik der Wandzone eines Fusionsplasmas kann diese Methode sehr aufschlußreich sein, weil gerade in diesem Gebiet die zu messenden Plasmaparameter ihre stärkste Ortsabhängigkeit aufweisen.

Die vorliegende Arbeit läßt sich in zwei Teile aufgliedern. Der erste Teil (Kapitel 4 und 5) befaßt sich mit der spektroskopischen Methode zur Messung der Geschwindigkeitsverteilung der Neutralteilchen in der Wandzone. Da diese Methode hauptsächlich auf dem Dopplereffekt beruht, wird sie hier kurz als Dopplerspektroskopie bezeichnet. Über die Laserstreuung, in der der Dopplereffekt auch eine große Rolle spielt, wird im zweiten Teil(Kapitel 6) berichtet.

2. Der Effekt der Plasma-Wand-Wechselwirkung auf die Geschwindigkeitsverteilung der Neutralteilchen

Über die Wechselwirkung zwischen einem heißen, dünnen, Plasma mit einer metallischen Wand bezüglich der kinetischen Eigenschaften der Neutralteilchen liegen bereits ausführliche theoretisch-numerische Untersuchungen vor (/5/ bis /11/), deren wesentliche Ergebnisse hier noch einmal zusammengefaßt sind. Diesen Rechnungen ist zu entnehmen, daß die Geschwindigkeitsverteilung der Plasmateilchen infolge der geringen Plasmadichte und der großen Wärmeströme starke Abweichungen von der Gleichgewichtsverteilung aufweist. Die herkömmlichen Näherungsmethoden, wie z.B. die Gradsche 13-Momentenmethode, die im Grunde für kleine Abweichungen von der Maxwellschen Verteilung gedacht ist, setzt entsprechend kleine Gradienten bzw. Flüsse voraus.Für Wärmeflüsse in der Größenordnung von $p.v_{th}$ oder mehr, wie sie im Wandbereich von Fusionsplasmen vorkommen, sind die konventionellen Näherungsmethoden nicht mehr geeignet /5/. An ihrer Stelle läßt sich z.B. ein spezielles Verfahren unter Verwendung bimodaler Ansätze für die Verteilungsfunktionen im Wandbereich zur Beschreibung starker Abweichungen von der Gleichgewichtsverteilung besser verwenden /7/9/11/. Der Bereich, in dem eine derartige Nicht-Gleichgewichtsverteilung vorliegt, erstreckt sich von unmittelbar vor der Wand bis zu einer Entfernung von mehreren freien Weglängen in Richtung des heißen Plasmakernes, bevor sie in die Maxwellsche Verteilung übergeht. Da in den meisten Fällen die freie Weglänge der Ladungsträger infolge der hohen Coulomb-Stoßfrequenz viel kürzer als die der Neutralteilchen ist, wird ihre Verteilungsfunktion auch innerhalb eines kürzeren Abstandes von der Wand bereits thermalisiert. Ist dieser Abstand viel kleiner als die freie Weglänge der Neutralteilchen, so läßt sich die Verteilungsfunktion der letzteren unter der Annahme einer Maxwellschen Verteilung für die Ladungsträger nume-

risch berechnen (/4/ bis /8/10/11/). Dieses Rechenverfahren zur Berechnung der Nicht-Gleichgewichtsverteilung der Neutralteilchen infolge der Plasma-Wand-Wechselwirkung wird der vorliegenden experimentellen Arbeit als Theorie zugrundegelegt, weil hier die Auswirkung der Wand auf die Neutralteilchen in direkter Weise zu ermitteln ist. Ein Modell für das Plasma in Wechselwirkung mit der Wand, das in dem genannten Rechenverfahren verwendet wird, ist in einer eindimensionalen Geometrie in der Abb. 2-1 zu sehen. An der Wand (x=0) ist wegen der niedrigen Temperatur und sonstiger Randbedingungen (z.B. Neutralteilchen-Injektion) die Neutralteilchendichte hoch und die Plasmadichte klein. Die Diffusion der Ladungsträger als Folge des Partialdruckgradienten wird im stationären Fall durch die in entgegengesetzter Richtung strömenden kalten Neutralteilchen kompensiert.

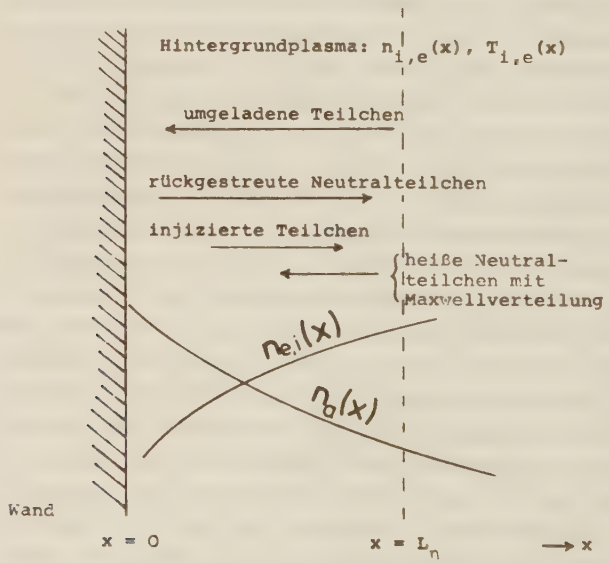


Abb. 2-1: Das physikalische Modell der Plasma-Wand-Zone.

Mit Hilfe eines sehr vereinfachten Modells läßt sich die Abmessung des Plasma-Wand-Wechselwirkungsbereiches L_n abschätzen /2/5/. Die Dichte der in den heißen Plasmakern diffundierenden Neutralteilchen hat näherungsweise einen exponentiellen Verlauf der Form:

$$n_o(x) = n_o(0) \exp(-x/L_n) \qquad (2\text{-}1)$$

mit

$$L_n = \sqrt{\frac{k\ T_o / m_o}{n^2 \langle \sigma_{eo} v_e \rangle \langle \sigma_{cx} v \rangle}} \qquad (2\text{-}2)$$

Hier bedeutet

k die Boltzmannkonstante

T_o die Neutralteilchentemperatur in Plasma-Wand-Wechselwirkungszone (in diesem Experiment $\approx$ konstant)

m_o die Masse des Neutralteilchens

n die Plasmadichte

$\langle \sigma_{eo} v_e \rangle$ der Ratenkoeffizient für die Ionisation

$\langle \sigma_{cx} v \rangle$ der Ratenkoeffizient für die Umladung .

Die Diffusionslänge L_n kann als die freie Weglänge für die Absorption der Neutralteilchen durch das Plasma aufgefaßt werden. Innerhalb dieser Strecke ist eine starke Abweichung der Neutralteilchenverteilung vom Gleichgewicht zu erwarten.

Der theoretische Verlauf der Neutralteilchendichte $n_o(x)$ sowie die Form der Verteilungsfunktion $f_o(v_x)$ lassen sich mittels des Rechenverfahrens in /4/ bis /8/10/11/ auch numerisch berechnen. Der Ausgangspunkt dieses Verfahrens ist die Boltzmanngleichung für die Neutralen

$$\frac{\partial f_o}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_o = \left\{ \frac{\partial f}{\partial t} \right\}_{\text{Stoß}} \qquad (2\text{-}3)$$

wobei $f_o(x,\vec{v})$ = die Verteilungsfunktion der Neutralteilchen

$\vec{v}$ = den Geschwindigkeitsvektor

und $\left\{\frac{\partial f}{\partial t}\right\}_{Stoß}$ = das Stoßintegral darstellen.

Das Stoßintegral in der obigen Gleichung besteht unter Vernachlässigung der Ionisation durch Ionenstöße aus zwei Termen:

$$\left\{\frac{\partial f}{\partial t}\right\}_{Stoß} = -\int |\vec{v}-\vec{v}'|\, \sigma_{eo} f_e(v') f_o(v)\ d^3\vec{v}' + \int |\vec{v}-\vec{v}'|\, \sigma_{cx} \left\{ f_o(\vec{v}') f_i(\vec{v}) - f_o(\vec{v}) f_i(\vec{v}') \right\} d^3\vec{v}' \qquad (2\text{-}3a)$$

wobei $f_{e,i}(\vec{v})$ = die Verteilungsfunktion der Elektronen bzw. Ionen ist. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt die Ionisation durch die Elektronenstöße, während der zweite Term die Erzeugung und Vernichtung von Neutralteilchen durch Umladung darstellt. Zur Lösung der Boltzmanngleichung werden folgende Voraussetzungen gemacht:

1. Die Ionisationsrate auf der rechten Seite der Gl. (2-3a) hängt von der relativen Geschwindigkeit $v_r = |\vec{v}_o - \vec{v}_e'|$ ab:

$$N_i \Sigma_i = \int v_r\ \sigma_{eo}(v_r)\ f_e(\vec{v}')\, d^3\vec{v}' \qquad (2\text{-}4)$$

Wegen der kleinen Masse ist die thermische Elektronengeschwindigkeit viel höher als die der Neutralen. Es gilt daher:

$$v_r = |\vec{v}_o - \vec{v}_e'| \approx |\vec{v}_e'| \qquad (2\text{-}5)$$

Die Gleichung 4 läßt sich dann vereinfachen zu:

$$N_i \Sigma_i = \int |\vec{v}'|\ \sigma_{eo}(v')\ f_e(\vec{v}')\, d^3\vec{v}' = \langle v_e \sigma_{eo} \rangle \qquad (2\text{-}6)$$

2. Der im Stoßintegral für die Umladung auftretende Ausdruck

$|\vec{v} - \vec{v}'|\, \sigma_{cx}(|\vec{v} - \vec{v}'|)$ hängt in dem hier interessierenden Energiebereich (0 - 10 eV) nur schwach von der Energie ab; er wird daher als konstant angenommen:

$$|\vec{v} - \vec{v}'|\, \sigma_{cx}\ (|\vec{v} - \vec{v}'|) = \text{konstant} \approx 1{,}2 \cdot 10^{-9}\,\text{cm}^3/\text{s}. \quad (2\text{-}7)$$

3. Die Verteilungsfunktion der Elektronen und Ionen ist als lokale Maxwell-Verteilung bekannt. Ebenfalls ist das Temperaturprofil des Hintergrundplasmas als bekannt vorausgesetzt.

Unter diesen Annahmen sind alle Faktoren im Stoßintegral in Gl. (2-3a) bis auf die gesuchte Verteilungsfunktion $f_o(\vec{v})$ bekannt. Die Gl. 2-3 wird dann im zeitunabhängigen eindimensionalen Fall:

$$v_x \frac{\partial f_o}{\partial x} = -N(x)\left(\Sigma_i + \Sigma_{cx}\right) f_o + \frac{\Sigma_{cx} N(x) \exp\left(-\left(\frac{v_x}{v_i(x)}\right)^2\right) \int f_o(v_x)\, dv_x}{\sqrt{\pi}\ v_i(x)}, \quad (2\text{-}8)$$

wobei $f_o(x, v_x)$ = die Verteilungsfunktion der Neutralteilchen

$N(x)$ = die Plasmadichte $= \int f_i(v_i')\, dv_i' = N_i(x)$

und $v_{i(x)} = \sqrt{\frac{2\,k\,T_i(x)}{m_i}}$ = die thermische Ionengeschwindigkeit sind.

Der Ionisationsratenkoeff. Σ_i ist über die Elektronentemperatur ortsabhängig.

Drückt man nun $f_o(x,v_x)$ als Summe von zwei halbseitigen Funktionen aus

$$f_o(x,v_x) = f_o(x,v_x > o) + f_o(x,v_x < o), \qquad (2\text{-}9)$$

wobei

$f_o(x,v_x > o)$ die Verteilungsfunktion der von der Wand weglaufenden Teilchen bedeutet und

$f_o(x,v_x < o)$ die der auf die Wand zulaufenden Teilchen ist,

so bekommt man als Lösung der Gl.(2-8)/10/11/:

$$f_o^+(x,v_x) = \int_o^x exp\left\{\frac{B(x')-B(x)}{v_x}\right\}\frac{\Sigma_{cx}}{v_x} f_i(v_i)\, n_o(x')\,dx' + f_o^+(0,v_x)\, exp\left\{-\frac{B(x)}{v_x}\right\} \qquad (2\text{-}10)$$

mit $f_o^+(o,v_x)$ der Randbedingung an der Wand

bzw.

$$f_o^-(x,v_x) = \int_L^x exp\left\{\frac{B(x')-B(x)}{v_x}\right\}\frac{\Sigma_{cx}}{v_x} f_i(v_i)\, n_o(x')\,dx' + f_o^-(L,v_x)\, exp\left\{\frac{B(L)-B(x)}{v_x}\right\} \qquad (2\text{-}11)$$

mit $f_o^-(L,v_x)$ der Randbedingung an der Grenze zum Plasmakern (x=L)

$$= \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}}\; exp\left\{-v_x^2/(2kT/m)\right\}$$

und $$B(x) = \int_o^x N_i(x')\left(\Sigma_{cx} + \Sigma_j\right) dx' \,. \qquad (2\text{-}12)$$

4. Stellt man lediglich die Teilcheninjektion und Reflektion an der Wand als Plasma-Wand-Wechselwirkungsmechanismen in Rechnung, so läßt sich die Randbedingung an der Wand folgendermaßen ausdrücken /11/:

$$f^+(o,\vec{v}) = \hat{f}_I(o,\vec{v}) + \int_{v_x<o}^{o} f^-(o,\vec{v}')\; K_{oo}(\vec{v}';\vec{v})\; d^3\vec{v}' \qquad (2\text{-}13)$$

Das erste Glied beschreibt die von außen kommenden Teilchen, die z.B. durch Injektion oder Desorption entstanden sind, während das zweite Glied diejenigen kennzeichnet, die von der Wand zurückreflektiert werden. $K_{oo}(\vec{v}';\vec{v})$ ist die "interaction transfer-function" für die Wechselwirkung /11/. Wir betrachten hier lediglich zwei einfache Fälle, die Spiegel- und die diffuse Reflektion.

a) Bei der Spiegelreflektion ändert sich nur das Vorzeichen von v_x in f_o^- $(o,\vec{v})$ und die Funktion $K_{oo}(\vec{v}';\vec{v})$ nimmt dann die Form einer Deltafunktion an:

$$K_{oo}(\vec{v}';\vec{v}) = K_{oo}(v_x', v_x) = R \cdot \delta(v_x - v_x') \qquad (2\text{-}14)$$

mit

R = Reflektionskoeffizient.

b) Im Falle einer diffusen Reflektion gilt

$$K_{oo}(\vec{v}';\vec{v}) = \frac{2R}{v_w 2}\left\{\exp \quad - \vec{v}^2/v_w 2\right\} |\vec{v}'|, \qquad (2\text{-}15)$$

wobei $v_w = \sqrt{2k\, T_w/m}$ und T_w die Wandtemperatur ist.

Wenn die Neutralteilchendichte an der Stelle x=L verschwindend klein ist, wie es meistens auch der Fall ist, ergibt sich mit den oben eingeführten Randbedingungen (eindimensionaler Fall):

$$f_o^+(x,V_x) = \hat{f}_I(o,V_x)\exp\left\{\frac{-B(x)}{V_x}\right\} + \frac{\sum_{cx}}{V_x\sqrt{\pi}}\int_o^x \frac{n_i(x')}{V_i(x')} n_o(x')\exp\left\{-\left(\frac{V_x}{V_i(x)}\right)^2 - \frac{B(x)-B(x')}{V_x}\right\} dx'$$

$$+ \int_o^\infty K_{oo}(V_x,V_y')\left[\exp\left\{\frac{-B(x)}{V_x}\right\}\frac{\sum_{cx}}{V_x}\int_o^L n_o(x') f_i(V_x',x')\exp\left\{\frac{-B(x)}{V_x'}\right\} dx'\right] dV_x' \qquad (2\text{-}16a)$$

und

$$f_o^-(x,V_x) = \frac{\sum_{cx}}{V_x\sqrt{\pi}}\int_x^L \frac{n_i(x')}{V_i(x')}\exp\left\{-\left(\frac{V_x}{V_i(x')}\right)^2 + \frac{B(x)-B(x')}{V_x}\right\} n_o(x')\, dx' \qquad (2\text{-}16b)$$

mit $$n_o(x) = \int_o^x f_o(x,v_x)\, dv_x \,. \qquad (2\text{-}17)$$

Durch numerische Integration der Gleichungen (2-16 a,b) und (2-17) läßt sich die Verteilungsfunktion der Neutralteilchen $f_o(x,v_x)$ berechnen /10/.

Ein typisches Ergebnis der Rechnung ist in Abb. 2-2 zu sehen. Die Parameter des Hintergrundplasmas sind hier den vorliegenden experimentellen Bedingungen angepaßt. Ein typisches Merkmal der Geschwindigkeitsverteilung vor der Wand ist die Verschiebung des Maximums in Richtung positiver Geschwindigkeiten, welche mit der Diffusion der Neutralteilchen in Richtung des Plasmakernes zusammenhängt. Eine weitere Eigenschaft besteht darin, daß die beiden Flanken der Verteilung unterschiedlich abfallen.

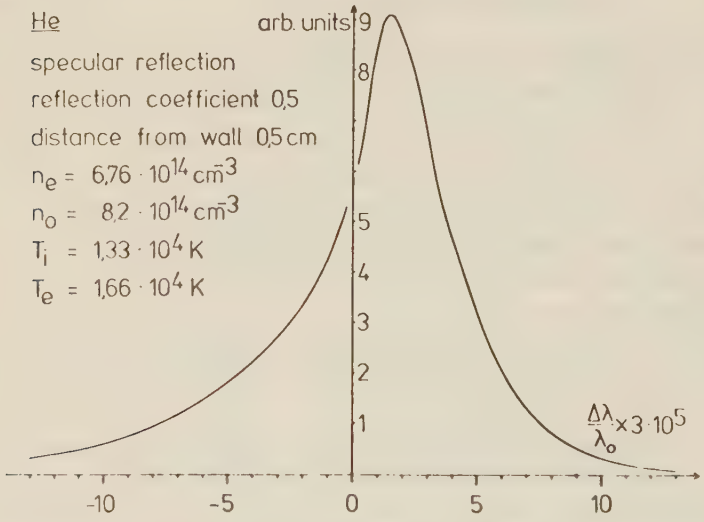


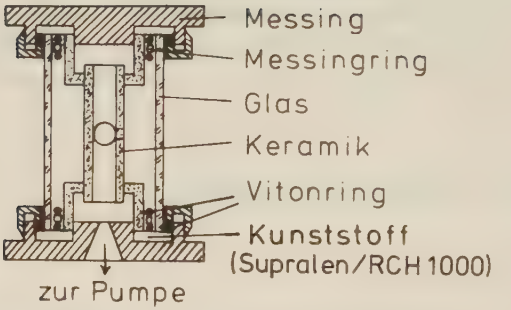
Abb. 2-2: Die Verteilung der wandsenkrechten Geschwindigkeitskomponente in Abstand 0,5 cm von der Wand.
(T_i , $T_e \neq T(x)$)

Dies entspricht der Tatsache, daß die auf die Wand zulaufenden Neutralen (hier negative Richtung der Geschwindigkeit) "heiß", während die von der Wand zurückkommenden Teilchen "kälter" geworden sind. Eine derartige Geschwindigkeitsverteilung kann z.B. durch die spektroskopische Messung eines reinen dopplerverbreiterten Linienprofils festgestellt werden, weil das Dopplerprofil ein direktes Abbild der Geschwindigkeitsverteilung der emittierenden Teilchen ist.

3. Die experimentelle Anordnung

a) Das Entladungsrohr

Für die Untersuchung des Plasmas im Wandbereich wurde ein Entladungsrohr mit spezieller Konstruktion entwickelt (Abb. 3-1). Das Gefäß besteht im wesentlichen aus zwei konzentrischen Röhren von ≈17 cm Länge. Das Außenrohr bildet das Vakuumgefäß und zugleich eine Art Plasmaexpansionskammer für die Spektroskopie und Laserstreuung. Den eigentlichen Entladungskanal bildet das Innenrohr, das aus hochreinem (99,8 %) Al_2O_3 - Keramikmaterial gebaut wurde. Aus einer Öffnung mit einem Durch-



$U = 10$ kV Füllgasdruck: 0,08 - 0,35 Torr He

$I = 20$ kA n_e(Wandbereich) $= 10^{14} - 10^{15}$ cm^{-3}

$\tau \sim 80\ \mu$s T_e(Wandbereich) $\sim 2 \cdot 10^4$ K

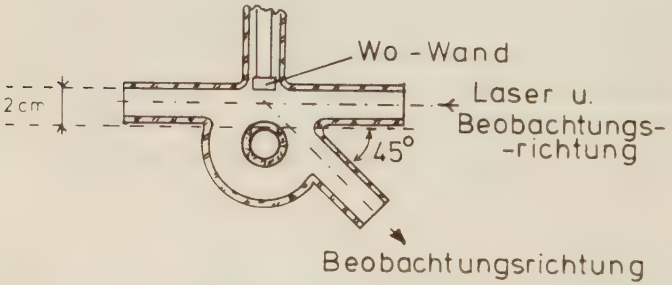


Abb. 1 : Das Entladungsgefäß.

messer von ca. 18 mm kann das Entladungsplasma herausdiffundieren und kommt in einem Abstand von ≈ 20 mm mit einer Wolframscheibe, die sich auf "floating potential" befindet, in Berührung. Die Voruntersuchung mit Hilfe einer Bildwandlerkamera ergab, daß der Kontakt zwischen Plasma und Wand über die gesamte Entladungsdauer aufrechterhalten bleibt /11/. Das Plasma in diesem Wandbereich wurde mit zwei verschiedenen diagnostischen Methoden untersucht: Die dopplerspektroskopische Methode, auf die in Kapitel 4 und 5 näher eingegangen wird und die Resonanz- bzw. Nahe-Resonanz-Streuung, die in Kapitel 6 behandelt wird.

Um die in Kapitel 2 beschriebenen Effekte feststellen zu können, muß das Plasmaleuchten (bzw. das Streulicht) unter einer Richtung beobachtet werden, in welcher die Teilchengeschwindigkeit eine Komponente senkrecht zur Wand besitzt. Als Kompromißlösung wurde hier unter einem 45°-Winkel zur Wandoberfläche beobachtet, weil mit dieser Rohr-Konstruktion eine senkrechte Beobachtung nicht möglich war. Für das Streuexperiment wurden zwei justierbare Blendenrohre parallel zur Wand eingeführt. In dem Einfallstrahlrohr befinden sich zwei Lochblenden, deren Öffnungen den örtlichen Strahldurchmessern angepaßt wurden. Das Rohr des Ausgangsstrahles hat andererseits keine Blende. Um das Falschlicht zu unterdrücken, wurden die Ein- und Austrittsfenster unter dem Brewsterwinkel angeordnet. Das Blendenrohrsystem war mit dem Entladungsgefäß über Metallbälge gekoppelt, so daß eine Justierung des Blendensystems gegenüber dem Laserstrahl auch im Vakuumzustand möglich war.

Mittels einer Öldiffusionspumpe mit einer Saugleistung von 170 l/sek wurde das Gefäß durch die perforierte Anode evakuiert und dauernd unter Vakuum gehalten. Elektromagnetisch betätigte Verschluß- und Dosierventile sorgten dafür, daß die Anlage sowohl manuell als auch ferngesteu-

ert mit Heliumgas bis zum gewünschten Druck gefüllt, und, nach erfolgter Entladung, wieder evakuiert werden konnte. Der Basisdruck der Anlage war $\sim 10^{-5}$ Torr mit einer Gesamtleckrate von $\sim 6 \cdot 10^{-5}$ Torr ls^{-1}. Weil der Gaseinlaßvorgang bis zum Zeitpunkt der Entladungszündung höchstens nur 2 Sekunden dauerte, betrug die Verunreinigung des Gases infolge der vorliegenden Undichtigkeit bei einem Füllgasdruck von 0,1 Torr maximal 6.10^{-5} Torr Fremdgasanteil, was mit dem Reinheitsgrad des verwendeten Heliumgases (99,995%) vergleichbar war. Eine Verunreinigung des Plasmas kam hier hauptsächlich von der Wand des Entladungskanals.

3.b) Der Entladungsstromkreis

Als Stromversorgung für die Entladung diente eine Kondensatorbank mit 10 Kondensatoren mit je 17,4 /uF/1250 Joule. Die Kondensatoren waren über Drosselspulen (0,5 /uH) verbunden und bildeten einen Wellenleiter mit einem Wellenwiderstand von $Z = \sqrt{L/C} \approx 0,17$ Ohm. Wird an diesem Wellenleiter eine gleichgroße Last geschaltet, so hat der zeitliche Spannungsverlauf U (t) an den beiden Lastklemmen ein Plateau mit einer Höhe von $U_o/2$ (U_o= Ladespannung = 8,5 kV) und einer Dauer von $\Delta t = 2 \times 10/\sqrt{L\ C} = 67,8$ /us. Da das Entladungsplasma einen viel kleineren Widerstand besaß ($R_p \approx 0,01$ Ohm), erfolgte die Anpassung des Lastwiderstandes durch drei Kohlewiderstände, die als Vorwiderstand der Entladung dienten. Nach einer erfolgten Anpassung zeigte der Entladungsstrom, der mittels einer Rogowski-Spule um das Entladungsrohr gemessen wurde, einen annähernd rechteckigen Verlauf von ca 70 /us Dauer (Abb. 3-2 Kurve b). Während des 60 /us-langen Stromplateaus konnte das Plasma als quasistationär betrachtet werden. Die Stromstärke betrug dabei ≈ 25 kA. Als Stromleiter dienten niederinduktive Koaxialkabel. Der spannungsmäßig hochliegenden Kathode wurden vier zum Entladungskanal

symmetrisch angebrachte Stromleiter zugeführt. Die Magnetfeldstärke am Rande des Entladungsplasmas wurde zu $B \approx 5$ kG abgeschätzt. Eine Voruntersuchung mit durchsichtigem Innenrohr zeigte, daß trotz des hohen Eigenfeldes eine Einschnürung des Plasmas (Pincheffekt) nicht zustandekam.

Die Zündung der Entladung erfolgte über eine luftdruckregulierte, triggerbare Funkenstrecke. Die gesamte Experimentdurchführung, vom Aufladen der Kondensatorbatterie bis zur Wiederevakuierung des Entladungsgefäßes, wurde vollständig automatisiert.

3.c) Das Fabry-Perot Interferometer

Als Spektralanalysator wurde ein Fabry-Perot Interferometer mit einer reflektiven Finesse von $F_R = 180$ verwendet. Die Ebenheit des Spiegels war $\lambda/200$, was einer Defekt-Finesse /12/ von $F_D = 1/100$

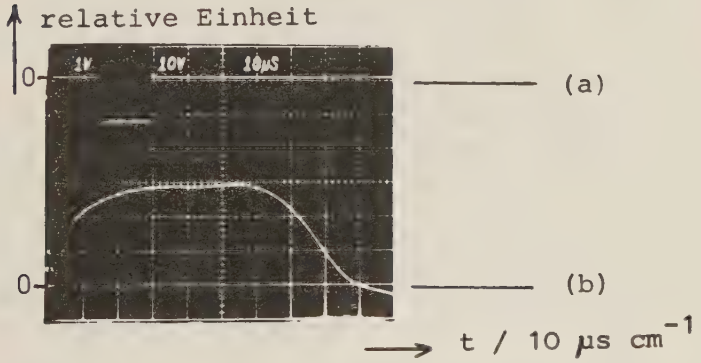


Abb. 3-2 : (a) Gatepuls für den O.M.A.
(b) Entladungsstrom

entsprach. Unter Vernachlässigung der Beiträge anderer Finesse-Arten, ergibt sich theoretisch /13/ eine effektive Finesse von $F = F_D / (F_D+F_R) \approx 64$, was sich auch experimentell bestätigen läßt. Bei einem freien Spektralbereich von 1,28 Å, welches für die Unterscheidung der beiden Feinstrukturkomponenten der vornehmlich untersuchten He I-Linie 5876 Å (Abstand = 0,35 Å) notwendig war, wurde eine Apparatebreite von 0,021 Å festgestellt. Diese wurde allerdings nur bei Photomultipliermessungen mit hinreichend-kleiner Blendenöffnung erreicht.
Die theoretische Auflösung des FPIs ist hier durch das Produkt der Finesse F und des freien Spektralbereiches Δ_{FSB} gegeben:

$$\delta\lambda = F \cdot \Delta_{FSB} \qquad (3\text{-}1)$$

wobei

$F = (1-r)/\pi\sqrt{r}$

$r = r_1 r_2$ = effektives Reflektionsgrad des FPI-Spiegels

$\Delta_{FSB} = \frac{\lambda^2}{2 n d \cos\theta} = \lambda^2 / 2 nd$ für $\theta = 0^o$ sind.

Mit Hilfe einer einfachen Rechnung kann man weiterhin zeigen, daß das Apparateprofil eines FPIs angenähert eine Lorentzfunktion der Wellenlänge ist:

$$I(x) \sim \frac{1}{1 + \frac{4\pi^2 r}{(1-r)^2}(x-x_n)^2} \qquad (3\text{-}2)$$

mit

$x = \Delta\lambda / \Delta_{FSB}$

x_n = Position des Maximums des n-ten Ringes.

Diese Eigenschaft wird für die Auswertung des reinen Dopplerprofils aus der gemessenen Spektralverteilung ausgenutzt.

Bei der Messung mit dem O.M.A. wurde das Linienprofil aus der radialen Intensitätsverteilung eines Interferenzringes gewonnen. Der Spiegelabstand wurde dabei konstant gehalten. Der Zusammenhang zwischen dem Ringradius r und der Wellenlänge λ kann mit Hilfe der Abb. 3-3 kurz erläutert werden:

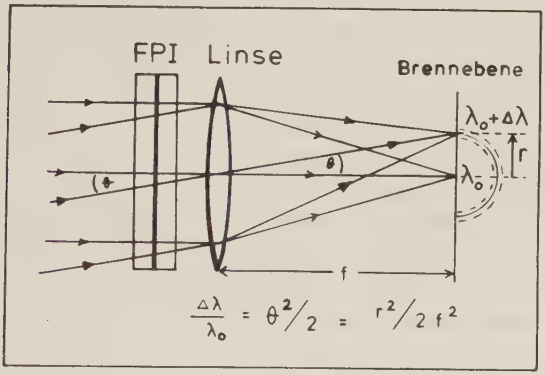


Abb. 3-3: Zur Herleitung des Linienprofils aus der radialen Intensitätsverteilung eines Interferenzringes.

Stellt man in der Mitte des Ringsystems die Wellenlänge λ_o ein, so fällt auf den Ringradius r - der dem Neigungswinkel θ entspricht - die Wellenlänge λ, mit

$$\frac{\lambda - \lambda_o}{\lambda_o} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_o} = \frac{\theta^2}{2} = \frac{r^2}{2f^2} \qquad (3\text{-}3)$$

Dieser Zusammenhang ist offensichtlich von den Parametern des FPIs, also auch von dem Spiegelabstand d, unabhängig. Die Auflösung einer praktischen Anordnung läßt sich ebenfalls durch die Gl. 3-3 herleiten, wobei $\Delta\lambda$ bzw. r für die Apparatebreite bzw. den Radius der verwendeten Blendenöffnung steht.

3.d) Der Optische Multikanal Analysator

Als Detektor für die spektroskopische Messung wurde ein Optischer Multikanal Analysator (O.M.A.) eingesetzt. Der Detektorkopf besteht aus 500 x 100 Photodioden, die in einer Matrix von 25 x 5 mm Abmessung angeordnet sind. Davon ist nur die Hälfte als Detektor nutzbar, während die andere Hälfte für Dunkelstrommessungen benutzt wird. Mit einem Elektronenabtaststrahl werden die Dioden pro 32 ms bis zu einer vorgegebenen Ladespannung aufgeladen. Durch den einfallenden Lichtstrahl werden die Photodioden entladen, und zwar ist der Ladungsverlust der einzelnen Diode der einfallenden Photonenanzahl proportional. Der bei dem nächsten Abtasten entstehende Aufladestrom wird an jeder Diode als Spannungsimpuls über den Ladewiderstand registriert und elektronisch gespeichert. Mit der beschriebenen Betriebsmethode läßt sich der O.M.A. sowohl kontinuierlich als auch gepulst betreiben. Bei der letztgenannten Betriebsart ist es dann notwendig, außerhalb der betrachteten Impulsdauer die lichtempfindliche Fläche total abzudunkeln. Bei dem im Experiment eingesetzten Modell wurde dies durch das Triggern des vor den Photodioden eingebauten Bildverstärkers mit

einem rechteckigen Hochspannungsimpuls von ca 1 kV varierbarer Länge realisiert (Abb. 3-2, Kurve a). Ohne die Hochspannung, die an den Elektronenlinsen angelegt wird, ist der Bildverstärker praktisch lichtundurchlässig.

In dem vorliegenden Experiment wurde der O.M.A. eindimensional betrieben, d.h. die 500 x 50 Photodioden bilden 500 Detektorkanäle. An jedem 50 /um-breiten Kanal werden die Signale von 50 in Reihe stehenden Dioden aufsummiert. Durch die Elektronik bedingt besteht eine Wechselwirkung zwischen den benachbarten Kanälen (sog. "cross-talk"). Obwohl in Wirklichkeit nur ein Kanal Licht bekommt, registrieren die benachbarten Kanäle auch Signale. Und zwar ergibt sich in der Praxis ein dreieckförmiges Intensitätsprofil mit einer Halbbreite von 3 bis 5 Kanäle, je nach Justierung der Elektronik. Es hat sich gezeigt, daß dieser "cross-talk" das Apparateprofil unseres Meßsystems entscheidend beeinflußt hat. Die erreichbare Apparatebreite, auch bei bester Auflösung der optischen Geräte, war stets 5 bis 6 Kanäle breit. In unserer optischen Anordnung entsprach dies einer Auflösung von 0,028 R.
Aus Intensitätsgründen ist es hier notwendig, möglichst kleine Ringe zu wählen. Da der O.M.A. jedoch aus geradlinigen Detektorkanälen besteht, würde die Ringkrümmung bei zu kleinen Ringradien die Intensitätsprofilmessung verfälschen.
Bei der Auswertung des Linienprofils aus der vom O.M.A. registrierten Intensitätsverteilung hat man neben der Krümmung der Interferenzringe auch den "cross-talk" zu berücksichtigen (Abb.3-4).

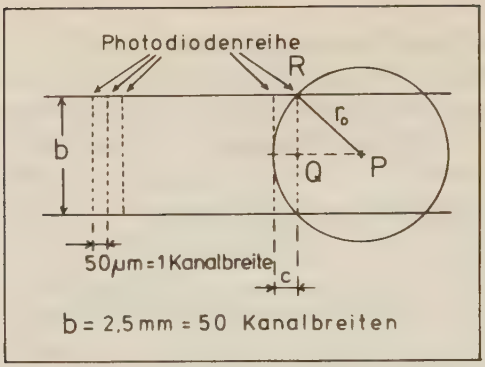


Abb. 3-4: Krümmung der Interferenzringe und "cross-talk".

Die Krümmung der Interferenzringe spielt offenbar keine Rolle, wenn der Abstand c in der Abb. (3-4) kleiner als die Halbwertsbreite des "cross-talks" ist. In der Einheit des Kanalabstandes gilt für $\triangle$PQR (mit QR = 25 Kanalabstände)

$$r_o^2 = (r_o - c)^2 + 25^2. \qquad (3\text{-}12)$$

Mit c = 5 ergibt sich

$$r_o > 65 \text{ Kanäle.}$$

Der Effekt der Krümmung ist also für Ringdurchmesser größer als 130 Kanäle vernachlässigbar. Dies war im Experiment leicht zu realisieren, obwohl praktisch nur 300 Kanäle zur Verfügung standen, weil die äußeren 100 Kanäle nicht die gleiche Verstärkung wie die inneren aufweisen (bei gleichmäßiger Beleuchtung aller 500 Kanäle registrierte der O.M.A. ein angenähert trapezförmiges Profil). Mit einem Ringdurchmesser von ca 200 Kanälen wurde ein Profil der He I-5876 Å - Linie einer Spektrallampe registriert, das nach der Auswertung eine symmetrische Form zeigte. Dies bedeutet, daß mit $r_o \approx 100$ der Effekt der Krümmung auf die Intensitätsprofilmessung bereits vernachlässigbar war.

3.e) Die optische Anordnung

Die optische Anordnung für die Doppler-spektroskopischen Messungen ist in Abb. 3-5 skizziert. Die Hauptmessungen wurden unter einem Beobachtungswinkel von 45^{o} zur Wandnormalen vorgenommen. Zum Vergleich wurden auch Messungen parallel zur Wandoberfläche durchgeführt. Mit den umklappbaren Spiegel (Sp1) wurden für die beiden Beobachtungsrichtungen möglichst gleiche Abbildungsanordnungen erstrebt. Um eine Modulation der Intensität über den Ringradius durch eine eventuelle Helligkeitsstruktur der Lichtquelle zu verhindern,wurde hier eine Abbildung des Plasmas auf die lichtempfindliche Detektorfläche vorsätzlich vermieden, d.h. der Lichtstrahl wurde nicht parallel durch das Fabry-Perot Interferometer durchgelassen. Damit gleichzeitig der 25 mm-große Interferometer - Spiegel voll ausgenutzt werden konnte, wurde das Entladungsplasma auf die Spiegelfläche abgebildet, weil dort das Strahlbündel einen scharf-begrenzten Durchmesser aufwies. Die Divergenz des Strahles ist dabei wegen der Formel Durchmesser X Divergenzwinkel $\approx$ konstant gerade am größten. Es treten dann gleichzeitig Interferenzringe höherer Ordnungen auf. Man kann jedoch theoretisch zeigen, daß der Lichtverlust in diesem Fall nicht größer ist als derjenige, der bei parallelem Durchlaß infolge der Abschneidung durch die begrenzte Interferometer-Spiegelöffnung zustandekommen würde. Die spektrale Auflösung des Fabry-Perots leidet ein wenig darunter, was jedoch in Anwesenheit des "cross-talks" leicht in Kauf genommen werden kann. Hinter dem Interferometer wurde das Ringsystem mit Hilfe eines Linsensystems in teleskopischer Anordnung auf die O.M.A.-Detektorfläche abgebildet.

Mit einer Verzögerungseinheit (1-100 /us) und einem Hochspannungsimpulsgenerator, dessen Impulslänge von 10 ns bis 1 ms varierbar war, konnte die zeitliche Entwicklung des Linienprofils über die gesamte 70/us Entladungsdauer für mehrere aufeinanderfolgende Schüsse untersucht werden.

Um eine eventuelle Verschiebung des Linienmaximums genau festzustellen war es notwendig, die Position des Interferenzringsystems festzuhalten. Bei einem nicht stabilisierten Interferometer würde das Ringsystem infolge der räumlichen Temperaturschwankung wegdriften. Mit einem im thermisch-stabilisierten Kasten einge-

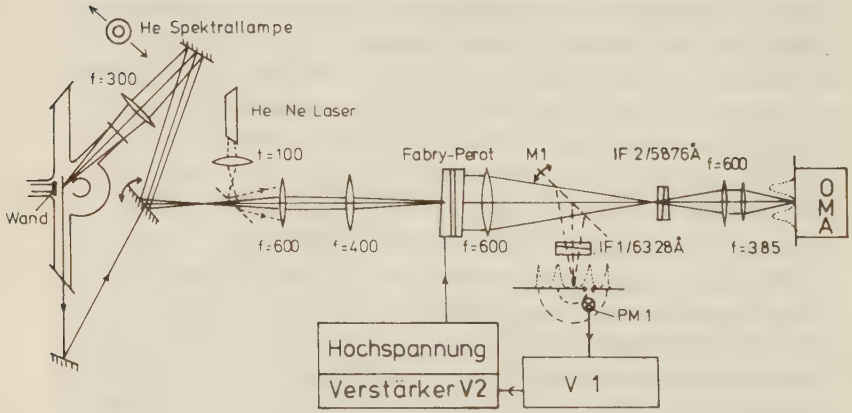


Abb.3-5: optische Anordnung für die Spektroskopie.

schlossenen F.P. Interferometer wurde eine periodische Änderung des Interferenzringdurchmessers beobachtet. Aus diesen Gründen wurde eine Zusatzstabilisierung vorgenommen, mit der das Ringsystem innerhalb 0,01 Å länger als eine Stunde festgehalten werden konnte. Das Stabilisierungsprinzip ist in Abb. 3-5 zu sehen. Jede Änderung der Ringposition einer He-Ne Laserlinie, die von dem zu stabilisierenden F.P. Interferometer erzeugt wird, wird vom Photomultiplier PM als eine Intensitätsänderung registriert, verstärkt, und schließlich an dem "Drift-Control"-Eingang des Interferometer-Steuergeräts rückgekoppelt. Dies wirkt über den piezogeregelten Spiegelabstand der Driftrichtung entgegen. Nähere Beschreibung der Stabilisierungsweise findet man in /14/. Zur Sicherheit wurden vor und nach jedem erfolgten Entladungsschuß die Position des Linienmaximums mit einer in den Strahlengang eingeschwenkten Helium-Spektrallampe kontrolliert.

4. Die spektroskopischen Messungen

4.a) Das Spektralprofil der HeI-5876 Å Linie

Das Ziel der Messung ist, die Geschwindigkeitsverteilung der Neutralteilchen im Plasma-Wand-Wechselwirkungsbereich aus der Form eines Dopplerverbreiterten Linienprofils zu ermitteln. Weist die Geschwindigkeitskomponente der Neutralen in Beobachtungsrichtung z eine Verteilungsfunktion $f(v_z)$ auf, so würden die Emissionslinie der Teilchen eine Frequenzverteilung $f(\Delta\omega)$ betragen, die gemäß des Dopplereffektes die Funktion $f(v_z)$ wiedergibt. Die Frequenzverschiebung $\Delta\omega$, die von einem Atom abgestrahlt wird, dessen Geschwindigkeitskomponente relativ zum Beobachter v_z beträgt, ist

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_o} = \frac{\omega-\omega_o}{\omega_o} = v_z/c\,, \qquad (4\text{-}1)$$

wobei ω_o die Emissionsfrequenz in Ruhesystem des Atoms und c die Lichtgeschwindigkeit ist.

Die vom Standpunkt des Beobachters gemessene Frequenzverteilung ist dann

$$I(\Delta\omega) \sim f(v_z = c.\Delta\omega/\omega) \qquad (4\text{-}2)$$

Im Falle einer Gaußschen Geschwindigkeitsverteilung

$$f(v_z) \sim \exp\left(-v_z^2 / \bar{v}^2\right) \qquad (4\text{-}3)$$

mit

$\bar{v}$ = $\sqrt{2\,k\,T_a/m}$ = mittlererGeschwindigkeit der Atome

k = Boltzmannkonstante und

T_a, m = Temperatur, Masse des Atoms,

ergibt sich als Dopplerprofil

$$I(\omega-\omega_o) = \exp\left\{-(\omega-\omega_o)^2/\omega_D^2\right\} \qquad (4\text{-}4a)$$

oder

$$I(\lambda-\lambda_o) = \exp\left\{-(\lambda-\lambda_o)^2/\lambda_D^2\right\}. \qquad (4\text{-}4b)$$

Die volle Halbwertsbreite der Linie beträgt /22/:

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_o} = 0{,}714 \cdot 10^{-6} \sqrt{T/\mu} \qquad (4\text{-}5)$$

mit T = Temperatur (in K) und μ = Massenzahl des Atoms. In der Praxis kommt ein reines Dopplerprofil kaum vor. Es gibt zahlreiche andere Mechanismen, die zusätzliche Verbreiterungen der Emissionslinie hervorrufen. Als erste zu erwähnen ist hier die natürliche Linienbreite, die durch die endliche Lebensdauer des angeregten Zustandes hervorgerufen wird. Bei den He I-Linien im sichtbaren Bereich liegen sie meistens in der Größenordnung 10^{-8} - 10^{-9}s, was einer natürlichen Linienbreite von $\lesssim$ 0,001 Å entspricht. Im Falle hoher Temperaturen, wie in unserem Plasma, ist diese Verbreiterung vernachlässigbar. Dagegen spielt die Verbreiterung durch elektrische Felder, die durch stoßende Elektronen hervorgerufen werden (der dynamische Starkeffekt) oft eine große Rolle. Bei der vorliegenden Elektronendichte übertrifft sie für manche Linien die Dopplerverbreiterung um ein Vielfaches. Für die Messung eines Dopplerprofils eignen sich daher nur Linien, die eine möglichst geringe Starkverbreiterung aufweisen. In der Tabelle 4.1 sind einige He I-Linien aufgeführt, die diese Bedingung erfüllen.

Tabelle (4-1): Die Halbwertsbreite der Doppler- und Starkverbreiterung.

λ/Å	$\Delta\lambda_{Doppler}$(1) /Å		$\Delta\lambda_{Stark}$ (2) /Å $N_e=5.10^{14}cm^{-3}$		A Koeff.	Übergang
	$T=10^4$K	$2\cdot10^4$K	$T=10^4$K	$2\cdot10^4$K	/$10^7 s^{-1}$	
5876	0,210	0,294	0,0170	0,0176	7,06	$3^3D - 2^3P$
4713	0,168	0,236	0,039	0,044	1,06	$4^3S - 2^3P$
4922	0,176	0,246	0,196	0,163	2,02	$4^1D - 2^1P$

(1) Nach Gl. 4-5. (2) Elektronenstoßverbreiterung nach /15/.

In der Tabelle ist zu sehen, daß die Linie λ_0 = 5876 Å für die Dopplerspektroskopie am günstigsten ist. Die Feinstruktur dieser Linie ist außerdem sowohl theoretisch als auch experimentell sehr gut bekannt. Die Energieniveaus des Überganges sind in Abb. (4-1) dargestellt. Der Übergang $3^3D_1 \rightarrow 2^3P_0$ erscheint infolge der

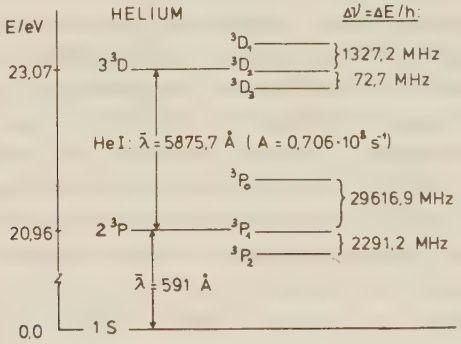


Abb. 4-1: Term-Schema der He I-5876 Å-Linie.

weit entfernten Lage des Termes $^3P_0$ von den anderen Übergängen um ca 0,35 Å /17/ gut getrennt. Diese Tatsache wurde zur Bestimmung des freien Spektralbereich des Interferometers bzw. zur Wellenlängeneichung des Meßsystems ausgenutzt. Die übrigen 5 Übergänge verschmelzen meistens infolge der Doppler- oder/und Stark-Verbreiterungen. Bei niedrigeren Temperaturen ($T < 5000$ K) zeigt das Dopplerprofil eine leichte Abweichung von der Gaußfunktion, die bei hohen Temperaturen, wie in unserem Plasma ($T \gtrsim 10\,000$ K), jedoch vernachlässigbar wird (Abb. B-2 und B-3). Über den Einfluß des Magnetfeldes auf das Linienprofil wird im Anhang B eine theoretisch-rechnerische Untersuchung durchgeführt.

Die Meßergebnisse:

Der in Kapitel 6-c abgeschätzte Absorptionskoeffizient des Plasmas für die Mitte der untersuchten He I 5876 Å Linie beträgt $K_\nu < 0{,}074\ cm^{-1}$, so daß hier keine Profilverzerrung infolge einer Reabsorption zu berücksichtigen ist.

Die Ergebnisse der Linienprofilmessungen zeigten, daß die Breite und die Form des Profils je nach Beobachtungsrichtung verschieden sind. Die Messung parallel zur Wandoberfläche ergab ein breiteres, aber nach der Auswertung durchaus symmetrisches Profil. Dagegen brachte die Beobachtung unter 45°-Winkel zur Wandnormalen eine unsymmetrische Spektralverteilung hervor, deren Maximum gegenüber dem einer Spektrallampe in Richtung kürzerer Wellenlänge verschoben ist.

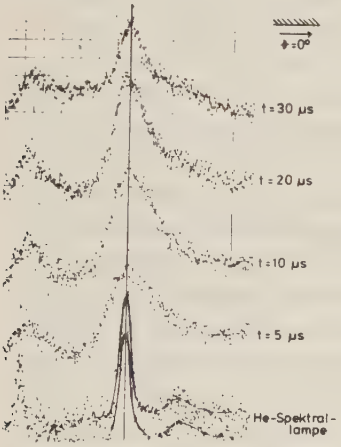


Abb. 4-2a: Das Linienprofil in wandparalleler Richtung.

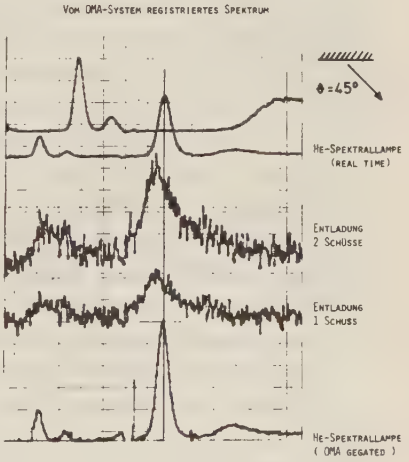


Abb. 4-2b: Das Linienprofil in 45° Beobachtungsrichtung.

Die Abb. (4-2a) bzw. (4-2b) zeigt das Linienprofil unter paralleler bzw. 45°-Beobachtung, wie sie vom O.M.A. registriert wurde. Die Blauverschiebung des Linienmaximums bei der Beobachtung unter 45°-Richtung ist in der Abb. (4-2b) deutlich zu sehen. Um das reine Dopplerprofil gewinnen zu können, müssen die gemessenen Kurven noch entfaltet werden (Apparateprofil, Starkeffekt). Dazu benötigen wir eine genaue Kenntnis der Elektronendichte (siehe Abschnitt 4.b)).

Um einen Überblick über die zeitliche Entwicklung des Linienprofils zu erhalten wurden die gemessenen Halbwertsbreiten, die auf die Temperatur hinweisen, in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Das Ergebnis für die parallelen bzw. unter 45°-Beobachtungswinkel durchgeführten Messungen wird in Abb. (4-3a) bzw. (4-3b) dargestellt. Die beiden Kurven zeigen die gleiche Eigenschaft, nämlich daß die Linienbreite mit der Zeit abnimmt. Da die Elektronendichte im Gegenteil sogar zunimmt (siehe Abs. 4-6), muß die beobachtete Abnahme der Linienbreite als eine Temperaturerniedrigung interpretiert werden. In Verbindung mit der Gesamtaufnahme des Spektrums im sichtbaren Bereich, wobei zahlreiche Al I, II, III - Linien festgestelltt worden sind, kann die Plasmaabkühlung mit der anwachsenden Verunreinigung in Zusammenhang gebracht werden. Diese Verunreinigung kam offensichtlich von der Wand des Innenrohrs, das aus Al_2O_3 bestand. Diese Umstände erklären auch das Verschwinden der Linienverschiebung in der Endphase der Entladung ($t > 50\ \mu s$).

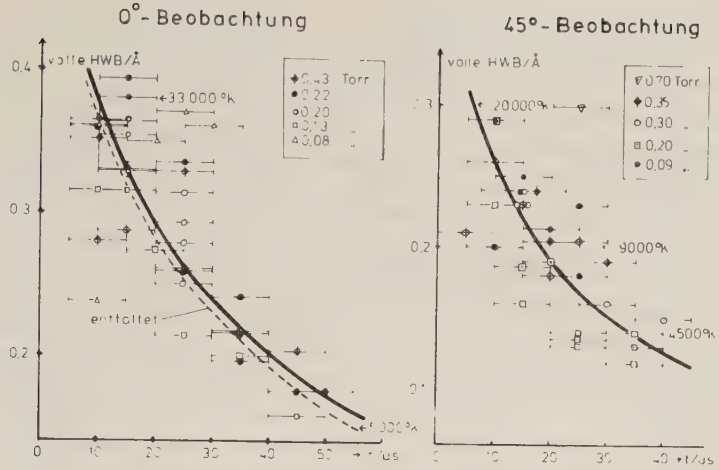


Abb. 4-3a: Der zeitliche Verlauf der Halbwertsbreite des Linienprofils in wandparalleler Richtung.

Abb. 4-3b: Der zeitliche Verlauf der Halbwertsbreite des Linienprofils in 45°-Beobachtungsrichtung.

4.b) Die Bestimmung der Elektronendichte

Die Elektronendichte wurde aus dem Profil der He I-4026 Å Linie ermittelt, die,im Gegensatz zu der He I-5876 Å-Linie, in diesem Fall hauptsächlich Starkverbreitert ist. Als Spektralanalysator wurde ein 1-Meter Minuteman Spektrograph mit einer Spaltbreite von 50 µm und dem O.M.A. als Lichtdetektor eingesetzt. Das Apparateprofil war 0,236 Å breit, was wiederum hauptsächlich durch den "cross-talk" des O.M.A. Systems vorgegeben war. Die Messung wurde parallel zur Wandoberfläche vorgenommen, wobei gleichzeitig eine räumliche Auflösung durch das Abbilden des Plasmas auf die Spaltebene des Spektrographen sowie eine zeitliche durch das Triggern des O.M.A. Systems erzielt werden konnten. Gemessen wurden Linienprofile aus Entla-

dungen mit den Fülldrücken von 0,15 bis 0,8 Torr in verschiedenen Zeitabschnitten. Ein typisches Beispiel für p=0,35 Torr Füllgasdruck bei einem Abstand von 8,7 mm vor der Wand ist in Abb. (4-4) zu sehen. Es ist deutlich zu erkennen, wie das Profil zu späteren Zeitabschnitten unsymmetrisch wurde. Diese Unsymmetrie ist durch das Anwachsen der verbotenen Komponenten $5^3F \rightarrow 2^3D$ und $5^3G \rightarrow 2^3P$ hervorgerufen, das seinerseits durch die Mischung von benachbarten Drehimpulszuständen infolge der elektrischen Mikrofelder verursacht wird /18/. Bei einer derartigen Linie ist es bekannt, daß die Ionenbewegung die Intensität der verbotenen Komponenten stark beeinflußt /19/20/21/. Je heißer die Ionen sind, desto schwächer ist der Beitrag der verbotenen Komponenten im Vergleich zu der unter der Annahme statischer Mikrofelder (T_i = 0) berechneten Intensität.

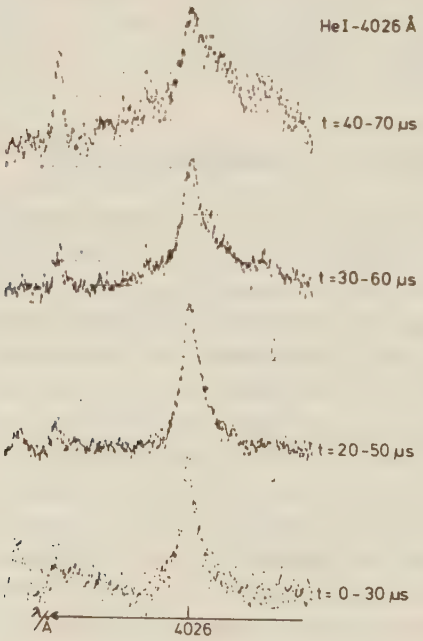


Abb. 4-4: Die zeitliche Entwicklung der 4026 Å-Linie.

Rechnungen mit Berücksichtigung der Ionenbewegung wurde für die He I-4026 A Linie von Lee /20/ durchgeführt und von Mahon u.a. /21/ sowie von Ehrich und Helbig /18/ experimentell überprüft. Aus ihren Ergebnissen geht hervor, daß die halbe Breite der Flanke ohne verbotene Komponente ein gutes Maß für die Elektronendichte darstellt, obwohl sie, wenn auch schwach, von der Ionenbewegung beeinflußt wird (Abb. 4-5a). Ebenfalls hängt das Intensitätsverhältnis der verbotenen Komponente (5^3F) zu der erlaubten (5^3D)-Komponente stark von der Elektronendichte ab, wie sie in Abb. (4-5b) mit der Ionentemperatur als Parameter zu sehen ist. Diese beiden Kurven werden zur

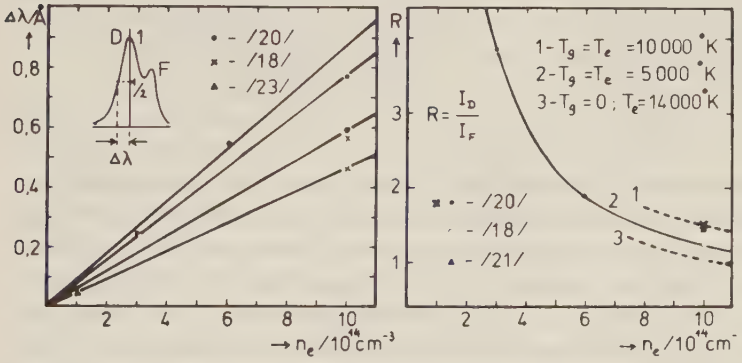


Abb. 4-5a: Die Halbwertsbreite der He I-4026 Å - Linie.

Abb. 4-5b: Das Intensitätenverhältnis zwischen der erlaubten (D) und verbotenen (F) Komponente.

Bestimmung der Elektronendichte aus den gemessenen Profilen verwendet. Bei der Auswertung wird die Apparatebreite von der gemessenen Breite abgezogen, weil die Gesamtbreite einer Faltung zweier Lorentzprofile be-

kanntlich die Summe der Breite einzelner Komponenten beträgt. Da das Meßergebnis große statistische Streuungen enthält, die u.a. durch die Nichtreproduzierbarkeit der Schwerteilchentemperatur im Plasma hervorgerufen wurde, wird der Anteil der Dopplerverbreiterung nicht mitberücksichtigt. Die so ermittelte Elektronendichte ist daher nur als obere Grenze anzusehen. Die aus der Halbwertsbreite (der langwelligen Flanke) und dem Intensitätenverhältnis (auf der kurzwelligen Flanke) ermittelten Dichten zeigen gemeinsam die gleiche Eigenschaft, daß sie örtlich nur wenig veränderlich sind und im Mittel etwa 5.10^{14} cm $^{-3}$ betragen (Abb. 4-6a,b). Dies betrifft hauptsächlich den ersten Entladungsabschnitt (0-30 µs), wobei die Messergebnisse auch eine gewisse Reproduzierbarkeit aufweisen (typisches Beispiel für zwei aufeinanderfolgende Entladungsschüsse: 0,24-0,25 Å). Zu späteren Zeiten (t>40 µs) zeigen sie größere Streuungen (typisches Beispiel: 0,24-0,47 Å bei 30-50 µs), die auf das Auftreten von Verunreinigungen und die nachfolgende Abkühlung des Plasmas zurückzuführen sind. Eine grobe Abschätzung der Ionentemperatur aus dem Abstand der verbotenen Komponente von der Linienmitte (nach/18/) ergibt hier eine Anfangstemperatur von $2 \cdot 10^4$ K in dem ersten Entladungsabschnitt (0-30 µs), die zu späteren Zeiten (40-70 µs) bis unterhalb 2000 K absinkt, in Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus der Dopplerprofilmessung (Abb.4-3a,b).

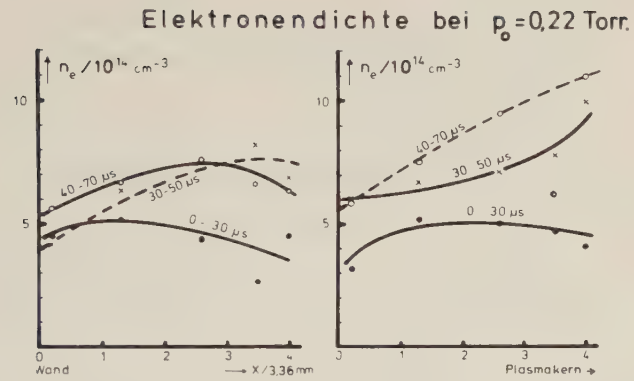


Abb. 4-6a: Die zeitliche Entwicklung des Elektronendichteprofils, gemessen aus der Halbwertsbreite des He I 4026 Å-Linienprofils.

Abb. 4-6b: Die Entwicklung des Elektronendichteprofils, gemessen aus dem Intensitätsverhältnis.

In Abhängigkeit vom Druck zeigt die Elektronendichte (gemessen in der ersten Entladungsphase an der Stelle x=13,4 mm vor der Wand, d.h. unmittelbar vor der Keramikrohröffnung) eine stetige, jedoch schwache Zunahme von etwa 3.10^{14}cm^{-3} bei 0,14 Torr bis zu $5{,}6.10^{14}$cm^{-3} bei 0,8 Torr Füllgasdruck. Zu späteren Zeiten besteht jedoch kein systematischer Zusammenhang zwischen den beiden Parametern, was wiederum auf die Verunreinigungen zurückzuführen ist.

Zusammengefaßt führen sämtliche Meßergebnisse zu dem Schluß, daß die Elektronendichte außerhalb der Rohröffnung (Plasma-Wand-Bereich) während der ganzen Entladungsdauer stets unterhalb $\sim 10^{15}$cm^{-3} bleibt. Mit diesem Wert als obere Grenze beträgt die Starkverschiebung durch Elektronenstoß für die hier gemessene

He I 5876 Å Linie nach den Angaben in /15/ $\delta\lambda_{st} \approx -8{,}8 \cdot 10^{-3}$ Å. Der Starkeffekt durch Elektronenstoß kann also die gemessene Blauverschiebung (Kap. 4-a) von 0,02-0,06 Å nicht erklären.

4.c) Die Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilung

Als erster Schritt in dem Auswertungsverfahren wird das gemessene Profil auf eine lineare Wellenlängenskala gebracht, was sich durch Quadrieren des Interferenzringradius zumindest relativ realisieren läßt. Den absoluten Maßstab gewinnt man sehr genau aus dem Abstand der schwachen Feinstrukturkomponente ($3^3D_1 \rightarrow 2^3P_0$) von den übrigen Komponenten der Linie, der nach /17/ 0,35 Å beträgt. Der geringe Effekt der Überlappung wird hier nicht berücksichtigt. Vernachlässigt man weiterhin die leichte Unsymmetrie der starken Komponente ($\lambda_2 = 5875{,}62$ Å), was bei hohen Temperaturen ($T \gtrsim 10^4$K) gerechtfertigt ist (siehe Anhang B), so muß die schwache Komponente ($\lambda_1 = 5875{,}97$ Å) das gleiche Profil aufweisen wie die erste. Da sowohl der Abstand als auch das Intensitätenverhältnis der beiden Komponenten ($I_1/I_2 = 0{,}13$) bekannt sind, kann man mit Hilfe eines einfachen Rechenverfahrens den Anteil der schwachen Komponente aus dem Gesamtprofil subtrahieren.

Die aus dem Verfahren resultierenden Profile sind noch keine Dopplerprofile; sie enthalten noch die Starkverbreiterung und das Apparateprofil.

Ermittlung des reinen Dopplerprofils

Die Faltung einer Gaußfunktion mit einer Lorentzfunktion liefert ein Voigtprofil /22/60/. Dies gilt z.B. für das Profil in wandparalleler Beobachtungsrichtung. Die Ermittlung des Dopplerprofils für die 45°-Richtung

ist nicht so einfach, weil der zugehörige Doppleranteil keine Gaußfunktion ist. Bekannt sind lediglich die Starkverbreiterung, die nach der in Kap. 4.b beschriebenen Elektronendichtemessung ($n_e \approx 5 \cdot 10^{14} cm^{-3}$) eine volle Halbwertsbreite von $\Delta\lambda_e \approx 0{,}018$ Å aufweist, und die Apparatebreite, die nach Kap. 3.d $\Delta\lambda_a \approx 0{,}028$ Å beträgt. Mit diesen Kenntnissen läßt sich nun das reine Dopplerprofil aus dem Faltungsprofil mit Hilfe einer Fouriertransformation ermitteln.

Die Fouriertransformation einer Lorentzfunktion der (halben) Halbwertsbreite γ

$$f_1(\lambda - \lambda_o) = \frac{\gamma}{\pi} \cdot \left[\frac{1}{(\lambda - \lambda_o)^2 + \gamma^2} \right] \qquad (4\text{-}6)$$

mit λ_o = Linienmitte

ist bekanntlich /23/ eine Exponentialfunktion

$$F_1(t) = \exp(-\gamma t) \qquad (4\text{-}7)$$

Es ist auch bekannt /24/, daß die Fouriertransformation einer Faltung zweier Funktionen, $f_1(y)$ und $f_2(x)$, nichts anderes als der Produkt der Fouriertransformation der ursprünglichen Funktionen ist

$$f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(y)\, f_2(x - y)\, dy$$

$$= 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} F_1(t) \cdot F_2(t) \exp(i x t)\, dt \qquad (4\text{-}8)$$

mit

$$F_{1,2}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_{1,2}(x) \exp(-i x t)\, dx. \qquad (4\text{-}9)$$

Daraus läßt sich mit Gl. 4-6 ableiten, daß die Halbwertsbreite einer Faltung zweier Lorentzfunktionen die Summe

der Halbwertsbreite der einzelnen Funktionen beträgt, d.h. in unserem Fall eine volle Halbwertsbreite von

$$\Delta\lambda_L = \Delta\lambda_a + \Delta\lambda_e = 0{,}028 + 0{,}018 = 0{,}046 \text{ Å}. \qquad (4\text{-}10)$$

Setzt man in Gl. (4-9) für f_1 das unbekannte Dopplerprofil und für f_2 die Lorentzfunktion der vollen Halbwertsbreite $2\gamma_L$ ein, so ergibt sich nach Gl. (4-7), (4-8) und (4-9)

$$F_1(t) \cdot F_2(t) = F_1(t) \quad \exp(-\gamma_L . t)$$
$$= \int_{-\infty}^{+\infty} f(\lambda - \lambda_0) \exp(-i\lambda t)\, d\lambda = \Phi(t) \qquad (4\text{-}11)$$
$$= \text{die Fouriertransformation der Faltungsfunktion } f(\lambda - \lambda_0).$$

Bringt man die Exponentialfunktion in der Gl. (4-11) auf die rechte Seite, so bekommt man

$$F_1(t) = \exp(+\gamma_L . t) \cdot \Phi(t), \qquad (4\text{-}12)$$

welche nichts anderes ist als die Fouriertransformation der bisher unbekannten Funktion $f_1(\lambda - \lambda_0)$, die nun durch eine Rücktransformation zu erhalten ist:

$$f_1(\lambda - \lambda_0) = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} F_1(t) \exp(i\lambda t)\, dt \qquad (4\text{-}13)$$

Mit den Gleichungen (4-11), (4-12) und (4-13) läßt sich jede beliebige Funktion $f_1(\Delta\lambda)$ aus ihrer Faltung mit einer Lorentzfunktion $f_2(\Delta\lambda)$ zurückrechnen, vorausgesetzt, daß die Breite der letzteren bekannt ist.
Einige Ergebnisse des ausgewerteten Dopplerprofils sind für die Beobachtungsrichtung parallel (→ Voigt-Profil /60/) und 45° zur Wandoberfläche in den Abb. (4-7a) und Abb. (4-7b) für einen Füllgasdruck von 0,22 Torr dargestellt. In den weiteren Abbildungen (Abb. (4-8) und (4-9) sind die Resultate für die 45°-Beobachtungsrichtung bei den Füllgasdrücken 0,09 und 0,35 Torr/He aufgetragen.

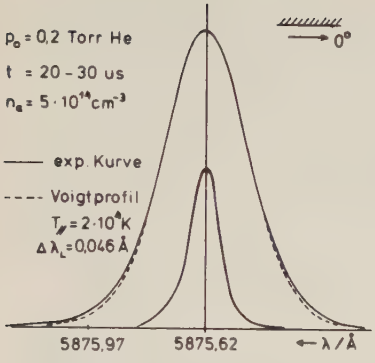


Abb. 4-7a: Das Linienprofil in wandparalleler Richtung.

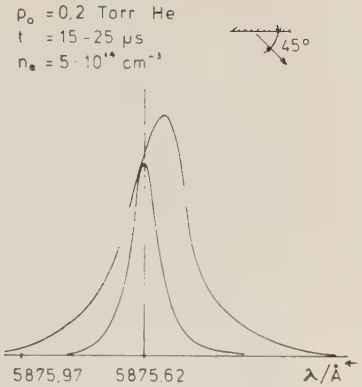


Abb. 4-7b: Das Linienprofil in 45°-Beobachtungsrichtung.

(untere Kurve: Spektrallampe)

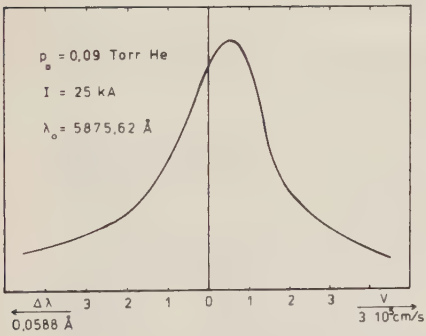


Abb. 4-8: Das Dopplerprofil in 45°-Beobachtungsrichtung bei p_o = 0,09 Torr/He.

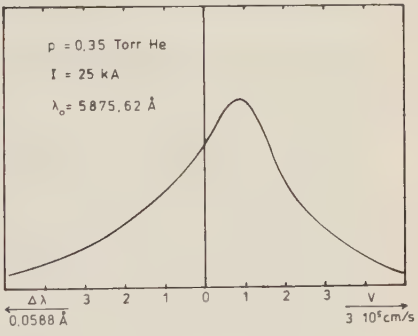


Abb. 4-9: Das Dopplerprofil in 45°-Beobachtungsrichtung bei p_o = 0,35 Torr.

Zur Festlegung der Linienmitte wurde auf den beiden ersten Abbildungen das Linienprofil von einer Helium-Spektrallampe mitaufgetragen. In allen Abbildungen sind die in Kap. 2 diskutierten Plasma-Wand-Effekte deutlich zu sehen: Während das Profil aus wandparalleler Richtung eine normale, symmetrische, Form aufweist, zeigt das Profil aus 45^{o}-Richtung die spezifischen Merkmale der Plasma-Wand-Wechselwirkung:

a) Das Linienmaximum ist in Richtung kürzerer Wellenlänge verschoben, was mit der Diffusion von Neutralteilchen in Richtung Plasmakern in Zusammenhang gebracht werden kann.

b) Die beiden Flanken fallen unterschiedlich ab, welche mit den unterschiedlichen "Temperaturen" für die auf die Wand zu- und von der Wand weg-laufenden Teilchen interpretiert werden kann.

5. Theoretische Interpretation der Meßergebnisse

5.a) Ein Modell für den Plasmakern

Für die numerische Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung der neutralen Atome in Wandbereich, wie sie in Kap. 2 beschrieben wird, benötigen wir einige Daten des Hintergrundplasmas, u.a. die Temperatur- und Teilchendichte-Verteilungen der Ladungsträger. Während sie für den Wandbereich aus den Messungen (Kap. 4. a,b) entnommen werden können, müssen die fehlenden Daten für den Plasmakern aus einer Modellrechnung gewonnen werden. Ausgangsparameter ist hier der Entladungsstrom, der den kinetischen Druck des Plasmas entscheidend beeinflußt. Aus dem Druckprofil wird dann die Dichteverteilung der Plasmakomponente berechnet und eine Energiebilanz aufgestellt, die schließlich die Plasmatemperatur liefert. Eine derartige Modellrechnung setzt jedoch einige Bedingungen voraus, die vorher untersucht werden müssen.

5.a.1. Der Gleichgewichtszustand des Plasmakerns

Charakteristisch für stromstarke (~10 kA) Impulsentladungen, auch bei niedrigen Drücken ($p \lesssim 1$ Torr), ist die einheitliche Temperatur aller Plasmakomponenten ($T_e = T_i = T_a \approx$ einige eV). Die Anwendung bekannter Kriterien /26/ auf die Bedingungen unseres Plasmakernes zeigte, daß ein derartiger Gleichgewichtszustand auch hier realisiert wurde. Die charakteristische Einstellzeit für die Elektronen, die thermische Geschwindigkeitsverteilung einzunehmen, liegt für $n_e \gtrsim 10^{17}$ cm^{-3} (nach der Modellrechnung im Abschnitt 5.a.3.) in der Größenordnung von 10^{-11}s. Für die Ionen, die von den Elektronen aufgeheizt werden, dauert es einige 10^{-7}s bis sie auf die gleiche Temperatur wie die Elektronen gebracht werden. Die Neutralen sind hauptsächlich durch Umladungen bzw. Ionisationen erzeugt bzw. vernichtet. Die Dauer, bis sie sich einer Änderung der Ionentemperatur anpassen, ist, in Zusammenhang mit der Gl. 2-2

$$\tau_{oi} = \frac{1}{n_p \sqrt{\langle \sigma_{ex} v \rangle \langle \sigma_{io} v \rangle}} \qquad (5\text{-}1)$$

Bei Plasmatemperaturen von $8 \cdot 10^4$ °K (siehe Abb. 5.1.b) beträgt $\langle \sigma_{ex} v \rangle \approx 4 \cdot 10^{-9}$cm^3/s und $\langle \sigma_{ion} v \rangle \approx 2 \cdot 10^{-10}$cm^3/s.

Dies ergibt eine charakteristische Einstellzeit von 10^{-8}s, welche viel kleiner als die Entladungsdauer ist. Das Plasma im inneren Entladungsrohr befindet sich also in einem Zustand, in dem alle Plasmateilchen die gleiche Temperatur aufweisen. Infolge der hohen Elektronendichte ($n_e(r=0) \approx 10^{17}$cm^{-3}, siehe Abs. 5.a.3. bzw. Abb. 5-1) liegt es nahe, für das Plasma im Innenrohr das lokale thermische Gleichgewicht (LTG) anzunehmen, falls hier die Diffusion keine Rolle spielt. Die Gültigkeit dieser Annahme werden wir im folgenden durch ein bekanntes Kriterium /27/28/ nachprüfen.

Die Kontinuitätsgleichung für die Neutralatome lautet für den Fall, in dem die Erzeugung und Vernichtung von Atomen im Grundzustand durch Elektronenstoß- und Strahlungsprozesse hervorgerufen werden:

$$\frac{1}{r}\,\frac{\partial}{\partial r}\,(r\,\Gamma_{or}) = Q_o\, n_e^3 \left\{ \frac{n_{os}}{n_{es}^2} - \frac{n_o}{n_e^2} \right\} + \sum_{p>o}^{p(max)} A_{po} n_p G_{op} + R_{co} n_e^2 G_{oc} \qquad (5\text{-}2)$$

Hier bedeuten

Q_o der totale (Anregung und Ionisation) Ratenkoeffizient für den inelastischen Elektronenstoß aus dem Grundzustand

n_{es} bzw. n_{os} die aus der Saha-Gleichung berechnete Dichte der Elektronen bzw. Neutralatome im Grundzustand

n_e, n_o, n_p die tatsächliche Dichte der Elektronen, Atome im Grundzustand, Anregungszustand p

A_{po} der Einstein-Koeffizient für die spontane Emission aus dem Niveau p in den Grundzustand

R_{co} der Ratenkoeffizient für die Strahlungsrekombination in den Grundzustand

G_{op}, G_{oc} der Verdünnungsfaktor für die Strahlungsreabsorption.

Der erste Term auf der rechten Seite der Gl. 5-2 ist die Gesamtrate der Dreierstoßrekombination und Elektronenstoßabregung in den Grundzustand, während der zweite Term die Anregungs- und Ionisationsrate durch Elektronenstoß aus dem Grundzustand beschreibt. Das Auftreten der nach Saha berechneten Dichten folgt aus dem Zusammenhang zwischen dem Ratenkoeffizient eines Prozesses und dem des Umkehrprozesses, der im Falle eines LT-Gleichgewicht aus dem Prinzip der detaillierten Bilanz für Elektronenstoßprozesse gewonnen wurde. Die letzten zwei Terme stellen die Bevölkerung des Grundzustandes durch spontane Emission und Strahlungsrekombination dar.

Die Gl. 5-2 läßt sich mit

$$\sum_{p>o}^{p_{max}} A_{po} n_p G_{op} / n_e^2 \; + \; R_{co} G_{oc} \; = Q_v \qquad (5\text{-}3a)$$

umschreiben als

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_{or}) \; = Q_o n_e^2 \left\{ \left(\frac{n_{os}\, n_e}{n_{es}^2} - \frac{n_o}{n_e} \right) + \frac{Q_v}{Q_o} \right. \qquad (5\text{-}3b)$$

Im vorliegenden Fall (Plasmakern) ist der Strahlungsterm viel kleiner als der Elektronenstoßterm ($Q_v/Q_o \ll 1$) und die Gleichung vereinfacht sich zu

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_{or}) \; = \; Q_o \, n_e^2 \left\{ \frac{n_{os}\, n_e}{n_{es}^2} - \frac{n_o}{n_e} \right\} \qquad (5\text{-}4)$$

Zur Abschätzung kann man den Neutralteilchenstrom im Grundzustand Γ_{or} durch den Neutralteilchenstrom Γ_{ar} ersetzen /29/30/.

$$\Gamma_{ar} \; = \; \frac{3}{8} \, \frac{dp_a / dr}{m_a (n_a + n_e) \, \Omega_{ai}^{1,1}} \; , \qquad (5\text{-}5)$$

wobei $p_a = n_a \, kT_a$ der kinetische Partialdruck der Neutralteilchen

m_a die Masse der Neutralatome

n_a, n_e die Dichte der Neutralen, Elektronen sind,

und $\Omega_{ai}^{1,1}$ eine Größe (das sog. "Omega-Integral/9/10/11/), die dem Transportquerschnitt für die Umladung, Q_{ia}, proportional ist /29/:

$$\Omega_{ai}^{1,1} = Q_{ia} \sqrt{kT_a / \pi \, m_a}$$

Eine Abschätzung der hier auftretenden Größen ergibt /29/:

$$\frac{\sqrt{kT_a / \pi \, m_a}}{R^2 (1 + n_e/n_a) \, Q_{ia}} \; = Q_o \, n_e^2 \left[\frac{n_{os}\, n_e}{n_{es}^2} - \frac{n_o}{n_e} \right] \qquad (5\text{-}6)$$

Das hier betrachtete Plasma ist offenbar im Gleichgewicht (d.h. Diffusionseffekte sind vernachlässigbar), wenn der Term in den rechteckigen Klammern in der Gl. 5-6 gegenüber den übrigen Größen vernachlässigbar klein ist, d.h. wenn

$$\alpha = Q_{ia}\, Q_o\, n_e^2\, \frac{R^2}{V_s}\, \left(1 + \frac{n_e}{n_a} \right) \gg 1 , \qquad (5\text{-}7)$$

mit R = Plasmadimension und V_s = thermische Geschwindigkeit der Neutralteilchen. Für ein Heliumplasma über $3 \cdot 10^4$K wie in unserem Fall sind die Umladungen der neutralen Heliumatome durch die zweifach-geladenen Ionen auch mitzuberücksichtigen. Mit den Daten : $n_e \approx 10^{17}\text{cm}^{-3}$ (Modellrechnung im Abs. 5a.3), Q_{ia} ($He^+ - He^o$) = $3 \cdot 10^{-15}\text{cm}^2$ /28/, $Q_{ia}(He^{++}-He^o) = 5 \cdot 10^{-16}\text{cm}^2$ /31/ und $Q_o \geq 10^{-11}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ /28/ ergibt sich

$$\alpha = 120 \quad (1+n_e/n_a) \gg 1 .$$

Die neutralen Heliumatome befinden sich also im LT-Gleichgewicht. Die Besetzungsdichten der Grund- und Anregungszustände (einschließlich der ionisierten) lassen sich daher aus der Saha-Gleichung (Gl. 5-14) berechnen.

Für die Besetzungsdichten der Ionenzustände (einschließlich der zweifach ionisierten) sind in die Gl. 5-7 die entsprechenden Daten einzusetzen. Nach den Angaben in /32/ ist $Q_o > Q_{op}$ (1s $\longrightarrow$ 2s) $= 8 \cdot 10^{-7}\text{cm}^2$. Anstatt $\Omega_{ia}^{1,1}$ tritt nun das Omega-Integral für den Prozeß ein, der für die radiale ambipolare Diffusion der He^+ -Ionen im höchsten Maße verantwortlich ist, nämlich die Elektron-Ion Coulombstöße ($n_e \Omega_{ie}^{1,1} \gg n_a \Omega_{ia}^{1,1}$). Mit $\Omega_{ie}^{1,1}$ 10^{-8} - $10^{-7}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ /30/9/ ergibt sich für die Gleichgewichtsbedingung bei $T_s = 8 \cdot 10^4$K (nach Modellrechnung):

$$\alpha \simeq 10^4 \gg 1$$

Die Besetzungsdichte der einfach geladenen Ionen einschließlich der zweifach ionisierten sind also durch die zweite Saha-Gleichung (Gl. 5-15) darstellbar.

5.a.2 Der kinetische Plasmadruck

Am Rande des Entladungskanals wurde infolge des hohen Stromes ein Magnetfeld von ca. 5000 Gauß erzeugt. Der resultierende magnetische Druck ist von der Größenordnung $\sim 10^5$ N m^{-2} ($\approx$ 1 Atmosphäre). Dieser Druck beeinflußt in starker Weise den kinetischen Druck des Plasmas. Infolge des quasistationären Stromverlaufs sowie wegen der mäßigen Leitfähigkeit des Plasmas ($\eta = 10^{-5} \Omega m$) kommt die Wirkung des Magnetfeldes jedoch nicht in Form einer Einschnürung des Plasmas vor (auch nicht während des anfänglichen Stromanstiegs ($t < 10$ µs)), sondern vielmehr in der Art, daß der kinetische Druck des Plasmas durch das Eigenmagnetfeld aufgebaut wird. Eine derartige Wirkung ist u.a. auch in dem sog. "equilibrium pinch" oder "Bennett-Pinch" bekannt /33/34/. Da die Diffusionszeit des Magnetfeldes in unserem Fall schätzungsweise $\lesssim 7$ µs beträgt, welche viel kürzer als die Dauer des Stromplateaus (~ 60 µs) ist, wird hier die Stromdichteverteilung -im Gegensatz zum Bennett-Pinch- nicht vom Eigenmagnetfeld bestimmt. In unserem Plasmamodell wird sie als konstant angenommen. Außerdem sind die Plasmaeigenschaften rotationssymetrisch und bilden keine Funktion der longitudinalen Position z.

In allgemeinen Fällen gelten für ein Mehrkomponenten-Plasma die wohlbekannte Gleichung /34/30/:

$$\vec{\nabla} p = \vec{j} \times \vec{B} , \qquad (5\text{-}8)$$

wobei p = der Totaldruck des Plasmas = $\sum_i p_i$

$\vec{j}$ = die Stromdichte

$\vec{B}$ = die magnetische Induktionsflußdichte,

und die Maxwellsche Gleichung:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \qquad (5\text{-}9)$$

---

* Die Abwesenheit des dynamischen Pincheffekts wurde von unserer Voruntersuchung mit durchsichtigem Entladungsrohr bestätigt.

Nach einer einfachen Vektoralgebra folgt /33/:

$$(p + B^2/2\mu_o) = (\vec{B} \cdot \vec{\nabla})\, \vec{B}/\mu_o \qquad (5\text{-}10)$$

Unter den Annahmen des vorliegenden Modells lautet die radiale Komponente der obigen Gleichung:

$$\frac{\partial}{\partial r}\left[p + \frac{B_\varphi^2 + B_z^2}{2\,\mu_o} \right] = \frac{1}{\mu_o}\,\frac{B_\varphi^2}{r} \qquad (5\text{-}11)$$

Mit Hilfe der Maxwellschen Gleichung (Gl. 5-9) läßt sich B_φ in der Gl. (5-11) durch j_z ausdrücken. Mit der weiteren Annahme $B_z = 0$ bekommt man nach der Integration der Gl. 5-11:

$$p(r) - p(o) = -\frac{B_\varphi^2}{\mu_o} = -\frac{\mu_o}{4} j_z^2 r^2 = -\frac{\mu_o I^2 r^2}{4\pi^2 R^4} \qquad (5\text{-}12)$$

mit I = der Stromstärke der Entladung (= 25 kA)
R = dem Entladungsradius (= 1cm).

Mit der Randbedingung $p(R) = p_A$ folgt aus (5-12):

$$p(r) = p_a + \frac{\mu_o I^2}{4\pi^2 R^2}\,(1 - r^2/R^2) \quad \text{für } r \lesssim R \qquad (5\text{-}13)$$

$$= p_A \quad \text{für } r > R \qquad (5\text{-}13a)$$

Setzt man die Meßdaten im Gebiet außerhalb der Rohröffnung für p_A ein, so erhält man

$$p_A \approx n_a\, kT_a \approx 10^2 \ \text{N m}^{-2} \ll p(r=o) \approx 10^5 \ \text{Nm}^{-2}$$

Mit anderen Worten wird hier angenommen, daß der Plasmadruck hauptsächlich durch die einschließende Wirkung des Eigenmagnetfeldes vorgegeben ist.

5.a.3. Die Teilchendichteverteilung

Aus dem im vorigen Abschnitt ermittelten Totaldruckprofil $p(r)$ läßt sich nun unter Verwendung der Saha-Gleichungen der partielle Druck der Plasmakomponenten bestimmen, vorausgesetzt, daß die Temperaturverteilung bekannt ist:

$$\frac{p_+ p_e}{p_o} = \frac{2\,Z_+}{Z_o} \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} (kT)^{5/2} \exp(-E_+/kT) \qquad (5\text{-}14)$$

$$\frac{p_{++} p_e}{p_+} = \frac{2\,Z_{++}}{Z_o} \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} (kT)^{5/2} \exp(-E_{++}/kT) \qquad (5\text{-}15)$$

Es bedeuten

$p_{o,+,++,e}$ = der Partialdruck der Neutralen, einfach- und zweifach geladenen Ionen, Elektronen.

$p = p_o + p_+ + p_{++} + p_e = (n_o + n_+ + n_{++} + n_e)\,kT$

= der Totaldruck des Plasmas

$n_e = n_+ + 2\,n_{++}$ = die Elektronendichte

$Z_{o,+,++}$ = die Zustandsumme der Atome, einfach- und zweifach-geladenen Ionen.

$E_{+,++}$ = die Ionisationsenergie für die ein- und zweifache Ionisation.

In einer ähnlich gebauten Entladung wurde bereits festgestellt /25/, daß der radiale Temperaturgradient recht klein war. Als eine Abschätzung für die Teilchendichteverteilung werden wir hier daher die Temperatur als konstant über den Entladungsradius einsetzen. Für den mittleren Entladungsbereich, dessen Beitrag zur Energiebilanz entscheidend ist, ist dies durchaus eine gute Näherung.

Mit den Gleichungen (5-14) und (5-15) läßt sich aus dem Partialdruckprofil p(r) die Dichteverteilung der einzelnen Plasmakomponenten berechnen. Das Ergebnis dieser Rechnung ist für $T = 8.10^4$ K (die Plasmatemperatur, die sich aus der im Abs. 5.a.3 aufgestellten Leistungsbilanz ergibt) in der Abb. 5-1 dargestellt. Als Folge der Annahme einer radial-konstanten Plasmatemperatur hat das Dichteprofil der Neutralteilchen ein Maximum bei r = 0 (Entladungsachse). In Wirklichkeit sollte die Neutralteilchendichte am Rande der Entladung höher als in der Mitte sein, weil die Temperatur in der Nähe der Rohrwände stark abfällt. Da die Neutralteilchen in der Energiebilanz des Plasmas nur eine geringe Rolle spielen, wird hier auf den Ansatz eines radial abfallenden Temperaturprofils verzichtet.

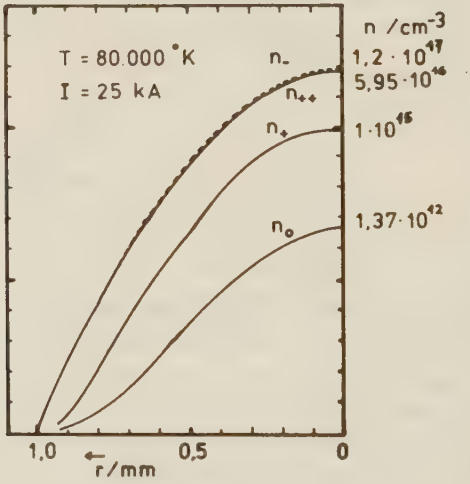


Abb. 5-1: Die Dichteverteilung der Plasmakomponenten nach der Modellrechnung.

5.a.4. Die Leistungsbilanz des Plasmas

Aus den im letzten Abschnitt ermittelten Dichteverteilungen läßt sich nun der Leistungsverlust des Plasmas als Funktion der Temperatur berechnen und mit der entsprechenden Ohmschen Heizung vergleichen. Die Temperatur des Plasmas stellt sich so ein, daß der Gesamtverlust der Ohmschen Heizung gleichkommt.
Obwohl der kinetische Druck des Plasmas durch das Eigenmagnetfeld bestimmt ist, werden wir hier für die elektrische und Wärme-Leitfähigkeit die Werte für B=0 einsetzen. Der Grund dafür ist die hohe Elektron-Ion-Stoßfrequenz, die nach /30/ für $n_e \approx 10^{17}$ cm^{-3} den Wert $\nu_{ei} \approx 2{,}4 \cdot 10^{11}$ s^{-1} beträgt. Daraus folgt die Hallkonstante für die Ionen bzw. Elektronen bei einem Magnetfeld von 3000 Gauß:

$$\omega_i/\nu_{ei} = 3{,}2 \cdot 10^{-5} \ll 1$$

$$\omega_e/\nu_{ei} = 0{,}22 < 1$$

Dies bedeutet, daß die Ladungsträger, auch die Elektronen, kaum eine volle Zyklotronbewegung vollziehen können, so daß das starke Magnetfeld auf die Wärme- und elektrische Leitfähigkeit nur wenig Effekt ausüben kann.

I) Die Ohmsche Heizung

Die Ohmsche Heizleistung pro Entladungslänge ist gegeben durch

$$W_{ohm} = I^2 \eta, \qquad (5\text{-}16)$$

wobei I = der Entladungsstrom = 25 kA
η = der spezifische Widerstand des Plasmas

Nach Spitzer /34/ hängt η bei vollständig-ionisierten Plasmen nur von der Temperatur T ab:

$$\eta = \frac{3{,}80 \cdot 10^3 \; Z \ln \Lambda}{\gamma_E \; T^{3/2}} \left[\Omega \, cm\right] \qquad (5\text{-}17)$$

mit

Λ = "cut-off"-Parameter für Coulombstöße /34/

Z = Ladung der Ionen

γ_E = von Z abhängigem Parameter.

Für ein Mehrkomponenten-Plasma entnehmen wir aus /30/

$$Z = \sum_s n_s Z_s^2 / n_e = \text{effektive Ladungszahl}$$

(s=Ionensorte)

$$\gamma_E(Z) = \frac{Z + \sqrt{32/13}}{Z + \sqrt{2}}$$

Die radiale Abhängigkeit von Z und γ_E wird in der Rechnung durch Einsetzen der Werte an der Stelle r=R/2 = 0,5 cm berücksichtigt.

II) Der Leistungsverlust des Plasmas

Die im Plasma freigegebene elektrische Leistung, $I^2 \eta$, geht im stationären Zustand im wesentlichen durch die folgenden Mechanismen wieder verloren:

a) Wärmeleitung
b) Diffusionsverlust (Transport der Reaktionsenergie)
c) Strahlung

a) Die Wärmeleitung

Aus denselben Gründen wie bei der Berechnung der elektrischen Widerstandes wird hier die Wirkung des Magnetfeldes auf die radiale Wärmeleitfähigkeit vernachlässigt. Die radiale Wärmestromdichte läßt sich durch die von Spitzer /34/35/ angegebenen Gleichungen für ein vollständig ionisiertes Plasma berechnen:

$$j_r = \sigma E_r + \alpha \frac{dT}{dr} \qquad (5\text{-}18a)$$

$$Q_r = - \beta E_r - K \frac{dT}{dr} \qquad (5\text{-}18b)$$

α, β, σ, K sind von Z_{eff} abhängige Koeffizienten /34/35/. Im stationären Fall gilt $j_r = 0$, und es entsteht ein ambipolares Feld (nach Gl. 5-18a):

$$E_r = - \frac{\alpha}{\sigma} \frac{dT}{dr} \qquad (5\text{-}19)$$

Die radiale Wärmestromdichte ist dann:

$$Q_r = - K \left[1 - \beta \frac{\alpha \eta}{K} \right] \frac{dT}{dr} = -\kappa \epsilon \frac{dT}{dr} = \frac{K \epsilon \sigma}{\alpha} E_r \qquad (5\text{-}20)$$

Das ambipolare Feld E_r läßt sich andererseits aus der radialen Komponente der Bewegungsgleichung für ein Plasma /34/

$$\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B} = \eta \vec{j} + \vec{\nabla} p/e \cdot n_e \qquad (5\text{-}21)$$

in Abhängigkeit von dp/dr ausdrücken:

$$E_r = - \frac{1}{e\, n_e} \frac{dp_i}{dr} \qquad (5\text{-}22)$$

Mit (5-22) wird dann die Gl. (5-20):

$$Q_r = - \frac{\kappa \epsilon \sigma}{e\, n_e \alpha} \frac{d\, p_i}{dr} \qquad (5\text{-}23)$$

Als Abschätzung kann man in der obigen Gleichung $\frac{1}{n_e} \cdot \frac{dn_i}{dr}$ durch 1/R ersetzen und erhält (mit $\kappa = \delta_T \kappa_\perp$):

$$Q_r = \frac{\epsilon\, \delta_T\, \kappa_\perp}{e\, (\alpha/\sigma)} \frac{kT}{R} \qquad (5\text{-}24)$$

Die Wärmestromdichte aus der Gl. 5-24 unterscheidet sich kaum von dem aus der Gl. 5-18b mit $dT/dr \approx T/R$ direkt berechneten Wert. Mit den in /34/35/ angegebenen Konstanten für Z = 1,98 erhält man die abgeführte Wärme pro Entladungslänge

$$P_Q = 2\pi Q_R = 3{,}126 \cdot 10^{-12} \frac{T^{7/2}}{Z \ln \Lambda} 2\pi \left[\frac{\text{Watt}}{\text{cm}} \right] \qquad (5\text{-}25)$$

Infolge der longitudinalen Symmetrie wird der Wärmestrom in z-Richtung in der vorliegenden Modellrechnung nicht berücksichtigt.

b) Der Diffusionsverlust

Die durch die radiale Teilchendiffusion wegtransportierten Energieformen sind:

1) die Enthalpie $h_{i,e} = -\frac{5}{2}\, k\, T_{i,e} / m_{i,e}$ (5-26)

2) die Reaktionsenergie E_i = Ionisationsenergie, die bei der Rekombinationen an die Wand abgegeben wird (die Anregungsenergien werden hier vernachlässigt).
Der radiale Leistungsverlust infolge der Diffusion läßt sich dann als ein Flächenintegral über den Zylindermantel des Radius r_o ausdrücken:

$$P_D(r_o) = 2\pi r_o \left[\sum_i \left\{ \left(\tfrac{5}{2} kT + E_i \right) n_i V_{ir} \right\} + \tfrac{5}{2} kT\, n_o V_{or} \right] , \qquad (5\text{-}27)$$

mit i = Index für Elektron, ein- und zweifach geladenen Ion, und

E_i (Elektron) = 0 $\quad E_+ = 24{,}58$ eV $\quad E_{++} = 54{,}4$ eV

$n_{i,o}$ = Dichte der Ionen, Neutralen

$V_{i,o}$ = Diffusionsgeschwindigkeit der Ionen (ambipolar), Neutralteilchen.

Da das Plasma als Ganzes ruht, gilt

$$n_o V_{or} = -(n_+ + n_{++}) V_{ir} \qquad (5\text{-}28)$$

Damit wird die Gl. 5-27

$$P_D(r_o) = 2\pi r_o \left[\left(-\frac{5}{2} kT + E_+ \right) n_+ + (5kT + E_{++}) n_{++} \right] V_{ir} \qquad (5\text{-}29)$$

Unter der Annahme, daß das Entladungsplasma turbulent ist (was bei z-Pinchentladungen auch beobachtet wurde /41/), setzen wir für V_{ir} in der Gl. 5-29 die Bohmsche Diffusionsgeschwindigkeit ein, wobei der Faktor 1/16 (Bohmsche Formel) durch den Faktor 1/10 (Kadomzevsche Formel) ersetzt wird /33/:

$$V_{ir} = -\frac{c\, k\, T}{10\, enB} \cdot \vec{\nabla} n_e \qquad (5\text{-}30)$$

Für ein Mittelwertabschätzung wird für r_o den Wert r_o = 0,5 cm eingesetzt.

c) Der Strahlungsverlust

In der vorliegenden Modellrechnung werden die Beiträge folgender Strahlungsarten berücksichtigt:

1) die Linienstrahlungen von HeI und He II
2) die Rekombinationsstrahlung
3) die **Bremsstrahlung**

I) Die He^+-Kontinuumstrahlung

Der Emissionskoeffizient ϵ_ν eines dünnen Plasmas, in dem die induzierte Emission vernachlässigbar gering ist, beträgt nach /36/:

$$4\pi\epsilon_\nu = \frac{128\pi^3}{3\sqrt{3}} \frac{e^6}{c^3} \frac{Z^2}{(2\pi m)^{3/2}} \frac{n_e n_i}{(kT)^{1/2}} , \qquad (5\text{-}31)$$

wobei

m = die Masse eines Elektrons

$n_{e,i}$ = die Dichte der Elektronen, Ionen

e = die Elementarladung bedeuten,

und $Z^2 = \sum_j n_j Z_j^2 / n_i$ ist,

mit n_j bzw. Z_j = Dichte bzw. Ladungszahl eines Ions der Sorte j.

Weil es hier lediglich um He^+-Kontinuumstrahlung handelt (die He^0-Kontinuumstrahlung wird im nächsten Teil behandelt) wird für $n_i \cdot Z^2$ den Wert $4n_{++}$ eingesetzt.

Die Frequenzunabhängigkeit des Emissionskoeffizienten in der Gl. 5-31, die aus der Annahme eines quasikontinuierlichen Energienivaus der gebundenen Zustände folgt, ist nur bis zu einer gewissen Grenzfrequenz ν_g richtig. Oberhalb dieser Frequenz machen sich die

diskreten Energiezustände in dem Spektrum der freigebundenen Strahlung bemerkbar, wie sie in Abb. 5-2 qualitativ skizziert wird. Als eine Abschätzung für die Strahlungsintensität

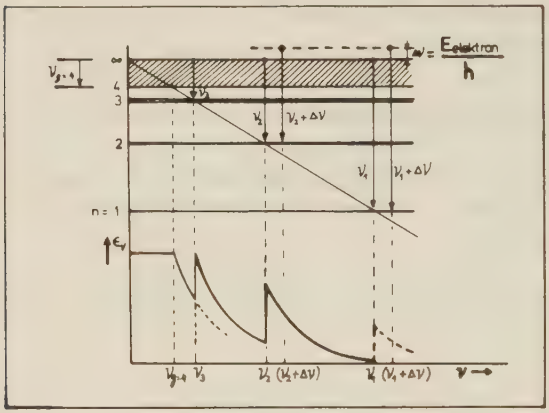


Abb. 5-2: Die Frequenzabhängigkeit des Emissionskoeffizient ϵ_ν mit $\nu_g = 4$.

vernachlässigen wir hier die diskreten "peaks" an den Frequenzen $\nu_{1,2,\ldots,g}$ und approximieren den Verlauf des Emissionskoeffizienten oberhalb ν_g mit einer Exponentialfunktion. Die frequenzintegrierte Strahlungsintensität lautet dann

$$P_K(He^+) = 4\pi\epsilon_\nu \int_0^{\nu_g} d\nu + \int_{\nu_g}^{\infty} \exp\left\{-h(\nu-\nu_g)/kT\right\} d\nu \qquad (5\text{-}32)$$

Mit ϵ_ν aus der Gl. 5-31 ergibt sich schließlich

$$P_K(He^+) = 1{,}419 \cdot 10^{-34}\ 4\ n_e\ n_{++}\ \frac{h\nu_g + kT}{k\sqrt{T}}\left[W/cm^2\right] \qquad (5\text{-}33)$$

Für ν_g setzen wir nach Unsöld /37/ g = 4, oder $h\nu_g$ = 2,174 eV ein.

II) Die He^+-Linienstrahlung

Für die He II-Linienstrahlung werden hier nur einige Übergänge betrachtet, die die größten Beiträge liefern. Sie sind Übergänge zwischen tiefliegenden Niveaus, deren Frequenzen meist im U.V. Bereich liegen, wo das Plasma leicht optisch dick wird. Liegt dieser Fall tatsächlich vor, so entspricht das Linienintensitätsmaximum der Planckschen Funktion:

$$B_\nu = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \quad \frac{e^{-h\nu/kT}}{1-e^{-h\nu/kT}} \qquad (5\text{-}34)$$

Nach /38/ beträgt die Intensität I_ν, die das Plasma verläßt:

$$I_\nu = B_\nu (1 - \exp(-\tau_o)) \qquad (5\text{-}35)$$

wobei τ_o die scheinbare optische Tiefe ist, d.h. die optische Tiefe mit Berücksichtigung der induzierten Emission:

$$\tau_o = \tau (1 - \exp(-h\nu/kT) \qquad (5\text{-}36)$$

wobei

$h\nu$ = die Energie des Photons

T = die Plasmatemperatur

$\tau = \int K_\nu \, dl$ = die optische Tiefe ohne induzierte Emission (optisch-dünner Fall)

K_ν = der Absorptionskoeffizient im optisch-dünnen Fall.

Im optisch-dicken Fall erscheint das Linienprofil durch Selbstabsorption herabgesetzt ; es ist breiter als in Wirklichkeit. Die spektralintegrierte Intensität der Linie ist dann /25/37/ gegeben durch:

$$H^+_\nu = \pi \int_{\Delta\nu_Ä} I_\nu \, d\nu = \pi \int_{\Delta\nu_Ä} B_\nu \, d_\nu \approx \pi B_\nu \cdot \Delta\nu_Ä \qquad (5\text{-}37)$$

mit $\Delta\nu_Ä$ = der äquivalenten Breite /25/ = $\Delta\nu_{1/2}\sqrt{\pi\tau}$

$\Delta\nu_{1/2}$ = der wirklichen Breite (im optisch-dünnen Fall).

Setzt man die Gl. 5-34 in 5-37 ein, so erhält man für einen allgemeinen Fall, der den optisch-dünnen bis· -dicken Bereich umfaßt, die Linienstrahlungsleistung pro Entladungslänge:

$$P_\nu = B_\nu (1 - \exp - \tau_o) \Delta\nu_{\ddot{A}} \; 2\pi^2 R \qquad (5\text{-}38)$$

In der Rechnung werden 15 Übergänge ($m \rightarrow n$) mitgenommen, mit jeweils 5 Übergängen in den Zustand $n = 1$ ($m = 2, \ldots, 6$), $n = 2$ ($m = 3, \ldots, 7$) und $n = 3$ ($m = 4, \ldots, 8$). Sämtliche Energieniveaus und Übergangswahrscheinlichkeiten werden wasserstoffähnlich berechnet /37/. Die optische Tiefe τ in der Gl. 5-36 wird mit Hilfe der Ionendichteverteilung $n_+(r)$ berechnet. Für den Übergang $k \rightarrow i$ gilt:

$$\tau_{\nu_{ik}} = \int B_{ik}\, n_i(r)\; P_\nu \; \frac{h\nu}{c}\, dr \approx B_{ik}\; \frac{h\nu}{c\Delta\nu_{1/2}} \int_o^R n_i(r)\, dr \qquad (5\text{-}39)$$

Hierin bedeutet

$n_i = n_+(r) \; \frac{g_i}{Z} \; \exp\; (-E_i/kT)$ = die Besetzungsdichte des Ionenzustandes i

$\Delta\nu_{1/2}$ = die volle Halbwertsbreite der Linie.

Für die Halbwertsbreite der Linie wird die Dopplerverbreiterung angenommen und für die äquivalente Breite die scheinbare optische Tiefe τ_o eingesetzt, um den Effekt der induzierten Emission mitzuberücksichtigen.

Das Ergebnis dieser Rechnung zeigte, daß die kurzwelligen Übergänge die größten Beiträge zur Strahlungsleistung lieferten, was die Vernachlässigung der Übergänge mit höheren Quantenzahlen rechtfertigen kann.

III) Die He^o-Linien- und Kontinuum-Strahlung

Über diese Strahlungsart gibt es zahlreiche Arbeiten. Die hier verwendeten Formeln stammen aus /39/. Folgende Strahlungsanteile wurden in Rechnung gestellt:

1) die He^o-Linienstrahlung (2^1P, 3^1P, 4^1P - 1^1S) wurden exakt berechnet, während die Übergänge in die Zustände mit n = 2 mit Berücksichtigung der Triplett Zustände wasserstoffähnlich behandelt wurden.

2) die Rekombinationstrahlung in den Grundzustand bzw. in die Zustände mit n = 2 wurden einzeln berechnet.

Zusammengefaßt lassen sich die obigen Strahlungsarten in folgender Form schreiben:

$$P_{HeI} = \frac{n_e\, n_+\, 6{,}4 \cdot 10^{-25} \cdot 10^{0{,}65 \cdot 10^4/T}}{T^{3/2}} \cdot A \left[W/cm^3\right] \qquad (5\text{-}40$$

mit

$$A = 3{,}7 \cdot 10^{1{,}1 \cdot 10^4/T} + 1 + 0{,}42 \cdot 10^{-2 \cdot 10^3/T} + 0{,}095 + 0{,}9\, 10^{-4} \cdot T \cdot 10^{-3 \cdot 10^3/T} + 0{,}17 \cdot 10^{-4} T^{1{,}5 \cdot 10^3/T} \qquad (5\text{-}41)$$

Die ersten vier Summanden der Gl. 5-41 vertreten die He^o-Linienstrahlungen ($2,3,4^1P \rightarrow 1^1S$) und ($n=3 \rightarrow n=2$), während der fünfte und sechste Summand die Rekombinationsstrahlungen in die Zustände mit n=1 und n=2 darstellen.

IV) Das frei-frei-Kontinuum

Der Anteil dieser Strahlung ist unwesentlich, wird hier trotzdem aufgeführt, um einen Überblick über die Beiträge verschiedener Strahlungsarten zu gewinnen. Nach /38/ beträgt der Emissionskoeffizient der frei-frei-Kontinuumstrahlung:

$$\varepsilon_\nu = C_4\, Z^2\, \frac{n_e\, n_z}{T^{1/2}}\, \exp\left(-h\nu/kT\right) \qquad (5\text{-}42)$$

Die Integration über eine Längeneinheit der Entladung ergibt

$$P_{ff} = 4\pi \int_0^\infty \varepsilon_\nu \, d\nu = 4\pi \, C_4 \, \frac{k\,T}{h\sqrt{T}} \, Z^2 \int_V n_e \, n_z \, dV \qquad (5\text{-}43)$$

Mit den Daten $C_4 = 5{,}443.10^{-39}$ (cgs) /38/, der Elektronendichte n_e und der Ionendichte $n_z = (n_+ + n_{++})$ aus Abschnitt 5.a.3 kann die Berechnung der Gl. 5-43 direkt durchgeführt werden.

V) Die Leistungsbilanz

Die in den vorangegangenen Abschnitten berechneten Verlustleistungen P_Q, P_D, $P_S(=P_K(He^+) + P_L(He\ II) + P_{LK}(He\ I) + P_{ff})$ bzw. ihre Summe P_T werden in Abhängigkeit von Temperatur in der Abb. 20, zusammen mit der Ohmschen Heizung P_{ohm} aufgetragen. Die Plasmatemperatur ergibt sich aus dem Schnittpunkt der beiden Kurven:

$$T \approx 7 \ \text{eV} \approx 80.000 \ \text{K}$$

Diese Temperatur und die im vorigen Abschnitt berechneten Dichteverteilungen bilden die notwendigen Daten für die Berechnung der Neutralteilchengeschwindigkeitsverteilung nach dem numerischen Verfahren von Kapitel 2.

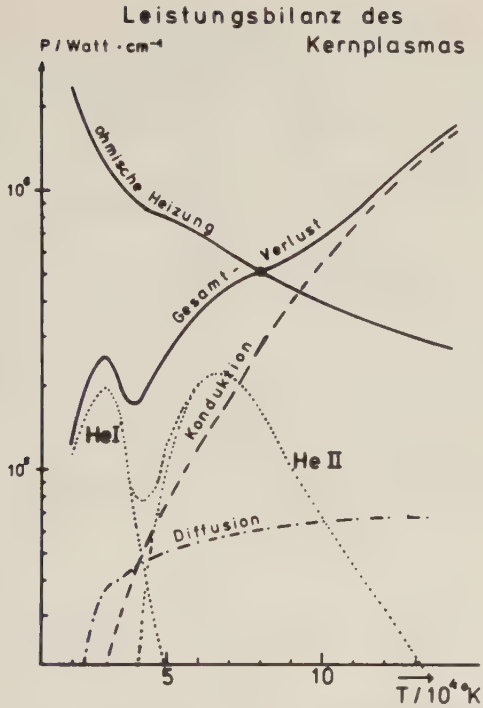


Abb. 5-3: Die Leistungsbilanz des Plasmakernes nach der Modellrechnung.

5.b. Vergleich des experimentellen Dopplerprofils mit der theoretischen Geschwindigkeitsverteilung

Die Diffusionslänge für die Neutralteilchen im Plasma-Wand-Bereich beträgt für eine Elektronendichte von 5.10^{14} cm^{-3}, Ionentemperatur $\sim 10^4$ K, und einen Ratenkoeffizient für Ionisation bzw. Umladung von $2{,}5.10^{-13}$ bzw. 2.10^{-9} cm^{-3}s^{-1}

$$L_n \approx 40 \text{ cm} .$$

Der ganze Bereich zwischen der Rohröffnung und der Wolframwand ($d \approx 2$ cm) kann also als die in Kapital 2 bezeichnete Plasma-Wand-Wechselwirkungszone betrachtet werden, in der eine Nichtgleichgewichtsverteilung der Neu-

tralteilchengeschwindigkeiten zu erwarten ist. Für die geladenen Teilchen ergeben sich nach den in /41/ angegebenen Formeln für Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern die folgenden Stoßzeiten:

$$\tau(\text{Ion-Ion}) \approx 2{,}5 \cdot 10^{-10}\ \text{s}.$$
$$\tau(\text{Elektron-Ion/Elektron}) \approx 4 \cdot 10^{-12}\ \text{s}.$$

Die freien Weglängen sind dementsprechend viel kürzer als die in Betracht kommenden Dimensionen, so daß die Annahme einer Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung für die Ladungsträger hier sehr plausibel erscheint. Das in Kap. 2 beschriebene Rechenverfahren zur Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilung der Neutralteilchen ist also für das spektroskopisch-beobachtete Plasmaregime anwendbar. Es ist deshalb sinnvoll, einen Vergleich zwischen der experimentell-ermittelten und der theoretisch-berechneten Geschwindigkeitsverteilung aufzuführen.

Das Rechenprogramm ist bis auf einige Modifikationen im Grunde dasselbe wie in /10/ und /11/. Aus der berechneten Verteilungsfunktion für die wandsenkrechte Geschwindigkeitskomponente $f(V_x)$ läßt sich die Verteilung für 45°-Richtung $f(V_\vartheta)$ im Falle einer Maxwellschen Verteilung für die wandparallele Geschwindigkeitskomponente $\exp - (V_y^2/A_y^2)$ ausrechnen. Nach der Abb. 5-4 lautet die dafür notwendige Transformation:

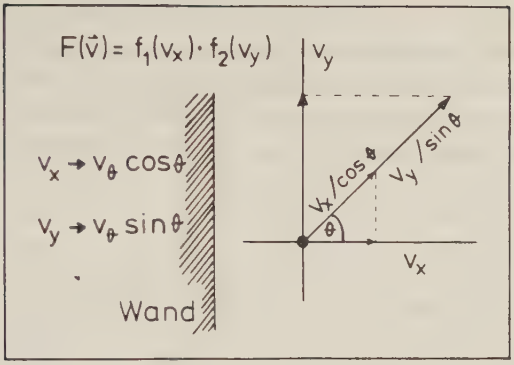


Abb. 5-4:

$$f(V_x) \longrightarrow f(V_x=V_\theta \cos\theta) \exp - (V_\theta^2 \sin^2\theta/A_y^2), \qquad (5\text{-}44)$$

mit $\theta = 45^\circ$.

Der Effekt einer derartigen Transformation ist jedoch für einen nicht zu großen Unterschied zwischen der wandparallelen und wandsenkrechten Temperatur, wie sie in Abb. 5-6 zu sehen sind, nicht wesentlich.

In dem Rechenverfahren wurde ein dreikomponentiges Plasma behandelt. Streng genommen ist das Verfahren nur für den Plasma-Wand-Bereich gültig, nicht aber für den Bereich des Plasmakernes, wo die zweifach-geladenen Ionen in der Mehrzahl sind. Es bestehen jedoch einige Gründe, die die Anwendung des Rechenverfahrens für den vorliegenden Fall rechtfertigen können:

1) Für die Verteilungsfunktion im Plasma-Wand-Bereich spielt das lokale Hintergrundplasma die Hauptrolle, während der weiter entfernt liegende Plasmakern nur einen geringfügigen Einfluß ausübt. Der Effekt einer Änderung des Plasmakernparameters ist in Abb. 5-8 zu sehen.

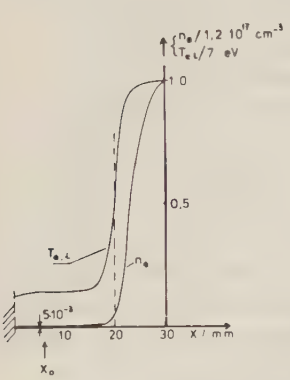
2) Ein weiterer Grund besteht in der kurzen Rekombinationslänge des zweifach geladenen Ions, die zweckmäßig als Produkt der Diffusionsgeschwindigkeit und der Lebensdauer des Ions definiert wird. Außerhalb des Keramik-Innenrohres erfolgt die Diffusion des Plasmas ambipolar mit einer Geschwindigkeit von

$$v_r \approx v_{e\perp} \approx \frac{m_e\, c^2\, k(T_e+T_i)}{e^2\, B^2\, \tau_{ei}} \lesssim 10^4 \text{ cm/s.}$$

Die Vernichtung der Ionen ist in diesem niedrigen Temperaturbereich ($T \approx 10\,000$ K) von Strahlungsrekombinationsprozessen dominiert, deren Ratenkoeffizient für die zweifach geladenen Ionen $Q_R \approx 10^{-10} \text{cm}^{-3}\ \text{s}^{-1}$ beträgt /68/. Dies ergibt eine Rekombinationslänge von nur $l_R = v_r/(n_e \cdot Q_R) \lesssim 2$ mm, welche viel kürzer als der Abstand Plasmakern-Wand ist. Dagegen beträgt der Ratenkoeffizient für die einfach geladenen Ionen etwa $5.10^{-13} \text{cm}^3\text{s}^{-1}$ /32/, aus der eine Rekombinationslänge von $l_R \approx 40$ cm folgt. Aus diesen Gründen kann man mit Recht annehmen, daß außerhalb des Keramik-Innenrohres nur einfach geladenen Heliumionen vorhanden sind, obwohl das Kernplasma im Innenrohr einen großen Anteil zweifach geladener Ionen enthält.

Ergebnisse der numerischen Rechnungen

Mit den Hintergrundplasmadaten von Abb. 5-5 wurde eine gute Anpassung der theoretischen Verteilungsfunktion an die experimentelle Kurve für eine Entladung bei 0,22 Torr/He erreicht. Der Dichteverlauf und die Temperatur im Plasmakern wurden aus den Ergebnissen der Modellrechnung, Abb. 5-1 und Abb. 5-3, entnommen. In dem Plasma-Wand-Bereich wurde die mittlere Plasmadichte ($= n_{e,i}(x_o)$)gleich der gemessenen Elektronendichte ($5.10^{14} cm^{-3}$) angenommen, während die mittlere Temperatur ($T_{e,i}(x_o)$ = 12.000 K) aus der Dopplerbreite des wandparallelen Dopplerprofils (Abb. 4-3a) bezogen wurde.



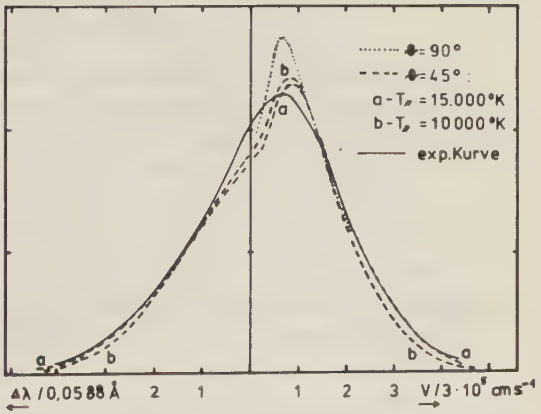


Abb. 5-5: Die Hintergrundplasmadaten.

Abb.5-6: Das theoretische und experimentelle Dopplerprofil.

Der Unterschied zwischen den theoretischen Kurven für 45° - und 90°-Beobachtungsrichtung sowie der Effekt der verschiedenen wandparallelen Temperatur auf das theoretische Dopplerprofil sind in Abb. 5-6 zu sehen. Wie bereits erwähnt ist der Effekt der letzteren recht gering. Die beste Anpassung wurde mit einer wandparallelen Temperatur von $T_{//}$ = 13.000 K erreicht.
Andererseits spielt der Reflektionsmechanismus an

der Wand eine große Rolle, wie in Abb. 5-7 veranschaulicht wird. Die beste Anpassung ist in dieser Beziehung bei einer diffusen Reflektion mit dem Reflektionskoeffizient RF = 1.0 erreicht. Aus der numerischen Rechnung ergibt sich, daß die Elektronentemperatur im Plasma-Wand-Bereich nur eine schwache Wirkung auf das Dopplerprofil ausübt, wie aus dem Vergleich der Abb. 5-6 ($T_e(x_o) \approx 1$ eV $\approx$ 12.000 K) mit der Abb. 5-7 ($T_e(x_o)$ = 1,75 eV = 20.000 K) ersichtlich ist. Dies kommt dadurch zustande,

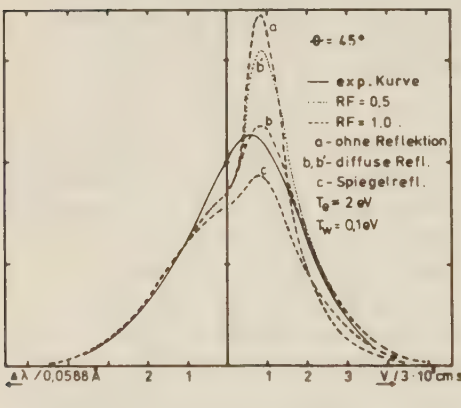
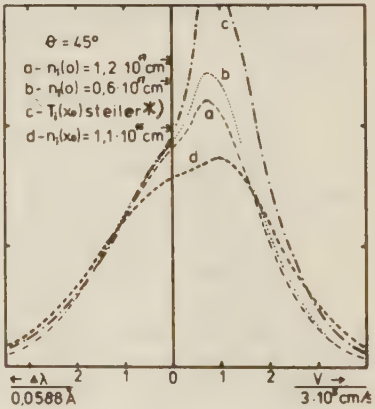


Abb. 5-7: Der Effekt der Reflektionsmechanismen.



*) als in a,b,d

Abb. 5-8: Der Effekt der Ionenparameter.

daß die Erzeugungs- und Vernichtungsprozesse für die Neutralteilchen im Wandbereich vielmehr durch die Umladung als durch Ionisation kontrolliert werden. Infolge dieser dominierenden Rolle der Umladungsprozesse hat die Ionendichte bzw. die Ionentemperatur im Wandbereich einen starken Einfluß auf die Anzahl der niederenergetischen Neutralteilchen und auf die Steigung der Flanke (= Temperatur) der Verteilungsfunktion der

Neutralen , wie in der Abb. 5-8 dargestellt ist. Eine Erhöhung der Ionendichte verkürzt die freie Weglänge (bezüglich der Umladung) der niederenergetischen Neutralteilchen derartig, daß nun weniger von ihnen an die Stelle x_o gelangen können. Die Folge ist, daß die Anzahl der niederenergetischen Teilchen abnimmt (Kurve d). Weiterhin sind die Neutralen und die Ionen durch die Umladung stark gekoppelt, so daß die "Temperatur" der Neutralteilchen, die durch die Steilheit der Flanken der Verteilungsfunktion gekennzeichnet ist, auf jede Änderung der Ionentemperatur empfindlich reagiert. Aus dem selben Grund hat das Ionentemperaturprofil eine starke Wirkung (Kurve c), während die Ionentemperatur im Plasmakern das Dopplerprofil im Plasma-Wand-Bereich nur geringfügig beeinflußt (Kurve a,b).

Weil die hier durchgeführte Messung keine lokale Verteilungsfunktion liefert, stellt die experimentelle Kurve im Grunde eine Überlagerung von Verteilungsfunktionen an Stellen verschiedener Abstände vor der Wand dar. Um eine Abschätzung über diesen Effekt zu gewinnen, werden die Verteilungsfunktionen für die Wandabstände 3,7 mm, 8,1 mm und 5,7 mm (beste Anpassung) in der Abb. 5-9 dargestellt. Je weiter die Stelle von der Wand entfernt, desto größer ist die Verschiebung des Verteilungsmaximums von der Linienmitte. Der Diffusionsstrom nimmt dabei jedoch ab, da die absolute Dichte der Neutralteilchen abfällt. Dieses Verhalten ist vergleichbar mit dem Ergebnis aus der Monte Carlo Methode für die Behandlung der Wärmeübertragung in verdünnten Gasen zwischen zwei planparallelen Platten /42/.

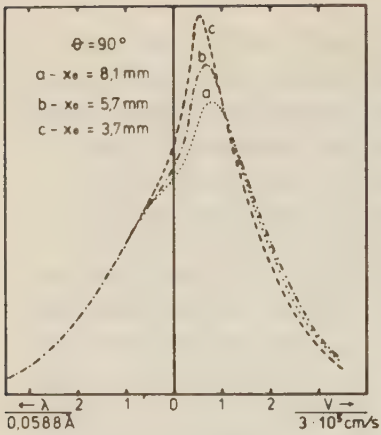


Abb. 5-9: Die Geschwindigkeitsverteilung an verschiedenen Abständen von der Wand.

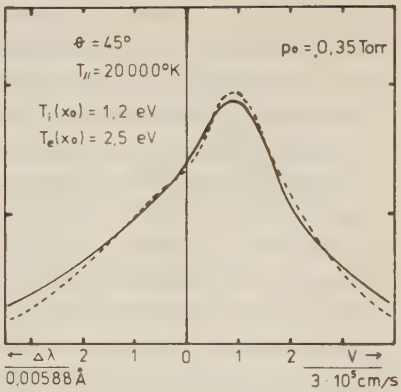


Abb. 5-10: p_o=0,35 Torr/ He.

Die Anpassung für eine Entladung bei 0,35 Torr ist in Abb. 5-10 zu sehen. Hier werden für die Elektronendichte dieselben Werte wie bei der 0,2 Torr-Entladung eingesetzt, in Übereinstimmung mit der Messung im Wandbereich sowie dem Ergebnis der Modellrechnung für den Plasmakern. Gegenüber den Plasmaparametern in der Entladung bei 0,2 Torr werden lediglich die Elektronentemperatur im Wandbereich (2,5 eV ≙ 28.000 K) und die wandparallele Temperatur ($T_{//}$ = 20.000 K) verändert. Wie man sieht, kann hier ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Dopplerprofil erzielt werden.

Die Ergebnisse der numerischen Rechnung zeigten, daß mit den gemessenen Daten und den konsistent-berechneten Parametern für das Hintergrundplasma tatsächlich eine gute Übereinstimmung der theoretischen Geschwindigkeitsverteilung mit dem experimentellen Dopplerprofil erzielt werden kann. Es muß hier jedoch erwähnt werden, daß die in die Rechnung eingegebenen Parameter, besonders die des Plasmakernes, nicht sehr empfindlich eingehen. Man könnte z.B. mit einer 10 X niedrigeren Plasmadichte im Innenrohr (n_e= 10^{16}cm^{-3}

statt $n_e = 10^{17} cm^{-3}$) auch eine gute Anpassung erreichen. Allerdings muß die Plasmadichte im Wandbereich (außerhalb der Rohröffnung) von $5.10^{14} cm^{-3}$ (gemessene Elektronendichte) auf $1{,}1.10^{15} cm^{-3}$ erhöht werden (um die geringere Anzahl der heißen Teilchen wieder auszugleichen), was nach der Elektronendichtemessung unwahrscheinlich ist.

Durch diese gute Übereinstimmung zwischen Experiment und numerischen Rechnung wird hier die beobachtete Verschiebung des Maximums des Dopplerprofils von der Linienmitte eindeutig als ein Effekt der Plasma-Wand-Wechselwirkung nachgewiesen. Eine andere Ursache für die Verschiebung, nämlich der Starkeffekt unter Elektronenstoßwirkung, ist nach dem Ergebnis der Elektronendichtemessung offenbar auszuschließen. Nach den Angaben in /63/ kommt hier eine Starkverschiebung durch statisches elektrisches Feld ebenfalls nicht in Frage. Mit einer Feldstärke von höchstens 0,5 kV/cm beträgt die maximale Verschiebung der Linienkomponenten nur $\lesssim 10^{-5}$ Å . Für eine Verschiebung in der Größenordnung von 0,04 Å, wie es hier gemessen wurde, würde eine Feldstärke von mindestens $3{,}6.10^{4}$ kV/cm benötigt, was offenbar sehr unwahrscheinlich ist. Eine weitere Ursache für die beobachtete Verschiebung kann hier in dem starken Eigenmagnetfeld liegen, das am Rande des Plasmakernes (z.B. unmittelbar vor der Rohröffnung) bis zu 5000 Gauß beträgt. Bei unsymmetrischer Aufspaltung der Zeemankomponenten wäre nicht nur eine Verbreiterung, sondern auch eine Verschiebung des Linienprofils zu erwarten. In diesem Zusammenhang wurde die Zeemanaufspaltung der Feinstrukturkomponenten der hier untersuchten He I 5876 Å Linie im Anhang A theoretisch weitgehend untersucht. Das Ergebnis der Rechnung zeigt, daß eine Magnetfeldstärke bis zu 3000 G im Rahmen der vorliegenden Meßgenauigkeit keine registrierbare Verschiebung hervorrufen kann. Die Zeemanaufspaltung be-

wirkt lediglich eine leichte Verbreiterung bzw. Verzerrung des Linienprofils, die bei hohen Temperaturen ($T > 10^4 K$) jedoch unwesentlich ist. (Abb. A-4). Da hier eine genauere Kenntnis über die Magnetfeldstärke im Plasma-Wand-Bereich fehlt, wurde der Magnetfeldeffekt in den obigen Rechnungen nicht berücksichtigt. Die aus der wandparallelen Messung etwas höher festgestellte Temperatur kann, mindestens zum Teil, auf den Magnetfeldeffekt zurückgeführt werden.

6. DIE RESONANZSTREUUNG

6.a. Einleitung

Seit der Erfindung des frequenzdurchstimmbaren Farbstofflasers ist die Resonanzstreuung für die Plasmadiagnostik immer interessanter geworden. Ist die Laserbandbreite viel schmaler als die optisch-gepumpte Spektrallinienbreite, so läßt sich z.B. aus der Messung des Gesamtstreulichtes in Abhängigkeit von der Laserfrequenz das betreffende Linienprofil vermessen. Mit Hilfe eines ziemlich breitbandigen Farbstofflasers (Laserbandbreite $\approx$ Linienbreite) kann man die Besetzungsdichte des Grundzustandes bzw. des unteren Energieniveaus bestimmen (Sättigungsspektroskopie). Verwendet man einen gepulsten Farbstofflaser, lassen sich aus dem zeitlichen Verhalten des Streusignals die elektronischen An- und Abregungsraten ermitteln. Das sind einige interessante Anwendungsbeispiele der Resonanzstreuung für die allgemeine Plasmadiagnostik. Zur Diagnostik von Tokamakplasmen interessiert man sich hauptsächlich für Dichte- sowie Geschwindigkeits-verteilungen von Plasma-Neutralen und Verunreinigungsatomen. Für die Bestimmung von Wasserstoffkonzentrationen wurden bei der Resonanzstreuung an Atomen im Grundzustand bereits einige Erfolge erzielt /71/. Ein Nachteil liegt hier offenbar in der Kurzwelligkeit der Resonanzlinie ($\lambda(L_\alpha)$ = 1215,7 Å), für die erst seit letzter Zeit abstimmbare Laser zur Verfügung stehen und ein hoher Aufwand (Vakuum U.V. Technik) not-

wendig ist. Durch Frequenzverdopplung eines Farbstofflasers ist das Fern-U.V.-Gebiet bis ca 2000 Å erreichbar, wo viele Resonanzlinien von Metallatomen liegen. Mit dieser Methode konnten u.a. die Diffusionsgeschwindigkeit bzw. die Temperatur und Verteilungsfunktion von abgedampften Verunreinigungsatomen (Al, Fe, Ti) gemessen werden /72/73/.

Eine Alternative bietet hier die Resonanzstreuung im sichtbaren Bereich mit Hilfe des Farbstofflasers an. Im optischen Gebiet liegen bei H- und He-Atome nur Übergänge zwischen angeregten Niveaus. Die Beobachtbarkeit des Streusignals unterliegt in diesem Fall einigen Voraussetzungen, die im Anhang A näher erläutert werden: Das untere Niveau muß hinreichend besetzt sein, was in der Regel eine hohe Anregungstemperatur erfordert. Das Verhältnis der Besetzungsdichten des oberen und unteren Niveaus muß aber unterhalb einer gewissen Grenze liegen, damit das Streusignal von dem Eigenleuchten des Plasmas gut unterschieden werden kann. Diese beiden Bedingungen werden meistens in Nicht-LTG-Plasmen gleichzeitig erfüllt. So wurde in einem Tokamakplasma trotz der hohen Elektronentemperatur (100-700 eV) die Resonanzstreuung an der H_α -Linie (λ = 6563 Å; Übergang n=2 $\rightarrow$ n=3) bereits mit Erfolg durchgeführt./75/. Dies ist offensichtlich dem Nicht-LTG-Zustand des Plasmas als Folge der niedrigen Elektronendichte (10^{10} -$10^{14}cm^{-3}$) zu verdanken. In dieser Beziehung hat sich gezeigt, daß das Plasma im Wandbereich der bisher betriebenen Entladung (I = 20 kA, $n_e = 5.10^{14}cm^{-3}$) die Bedingungen für einen 2^3P-3^3D Übergang nicht erfüllen konnte, so daß eine Modifikation des Versorgungsstromkreises,deren Einzelheiten in dem folgenden Abschnitt beschrieben werden, vorgenommen werden mußte.

In dieser Arbeit wurden zwei Streuexperimente mit einem gepulsten, breitbandigen Farbstofflaser durchgeführt:

1. Die Fast-Resonanz-Streuung, in der das Streulicht spektral-aufgelöst gemessen wurde, und
2. die Rayleigh-Streuung zur Ermittlung der Besetzungsdichte des unteren Energiezustandes.

Diese beiden Methoden sind für die Diagnostik von Tokamakplasmen im Wandbereich besonders interessant, weil sie u.a. lokale Informationen über die Dichte und die Geschwindigkeitsverteilung der Neutralteilchen liefern können. Während in dem Rayleigh-Streuexperiment die Besetzungsdichte direkt aus der gemessenen Streuintensität zu gewinnen ist, sind die Meßergebnisse aus dem ersten Experiment nicht unmittelbar zu interpretieren. Dafür sind einige neueren Kenntnisse aus dem Gebiet der Atomphysik notwendig. Entscheidend ist in diesem Fall die Tatsache, daß die spektrale Verteilung des Streulichtes, auch im Resonanzfall, mit dem Spektralprofil der optisch-gepumpten Spektrallinie nicht identisch ist. Hier können zahlreiche Effekte auftreten, die hauptsächlich auf die starke Wechselwirkung des Systems mit dem kohärenten Laserstrahl zurückzuführen sind.

Über die verschiedenartigen Effekte, die in der Plasmadiagnostik berücksichtigt werden müssen, wird im Anhang A Näheres beschrieben. Dort wurde auch diskutiert, daß bei Verwendung eines gepulsten Lasers die Fast-Resonanz-Streuung günstiger ist, um aus der Spektralverteilung des Streulichtes Informationen über die Geschwindigkeitsverteilung der Streuzentren zu erhalten. Die Hubersche Theorie, die in dem folgenden zur Interpretation des gemessenen Streuspektrums gebraucht wird, wird ebenfalls in dem Anhang ausführlich erläutert.

6.b. Das Streuexperiment

Der Farbstofflaser

Als Laserquelle wurde ein blitzlampengepumpter Farbstofflaser der Firma Lambda Physik (Modell F13B) verwendet. Die maximale Impulsleistung war 150 kW mit einer Divergenz von 2mrad und einer Impulsdauer von $\approx$ 0,6 µs. Mit Rhodamin 6G als Farbstoff wurde die Laserwellenlänge auf die He I-Linie bei 5876 Å eingestellt. Die gemessene Laserbandbreite war $\approx$ 0,1 Å . Mit dem O.M.A. als Detektor wurde das Laserspektrum von Schuß zu Schuß untersucht. Es hat sich herausgestellt, daß die Laserfrequenz von einem Schuß zum anderen nicht konstant blieb, sondern um etwa 0,1 Å (Laserbandbreite) hin und her wanderte. Damit wurde die Genauigkeit der Wellenlängenangabe auf $\pm$ 0,05 Å festgelegt.

Die Entladung

Für das Streuexperiment wurde eine zur Erniedrigung der Elektronendichte und -temperatur erforderliche Modifikation der Entladung vorgenommen, nämlich die Verringerung des Entladungsstromes. Die Begründung dafür wird am Ende des Abschnitts 6.c. diskutiert. Der zeitliche Verlauf des Stromes ist nun eine schwach-gedämpfte Sinuswelle mit einem Maximalstrom von 723 A und einer Periode von 1,76 ms. Es hat sich als vorteilhaft erwiesen, die Streumessung etwa 20 µs vor oder nach einem Strom-Nulldurchgang durchzuführen, weil dann das Verhältnis des Streusignals zum Untergrundleuchten des Plasmas am günstigsten erschien.
Es wurden zwei Messungen durchgeführt:

1. Die spektral-aufgelöste Messung im Fast-Resonanz-Fall, und
2. die spektral-integrierte Messung (Rayleighstreuung).

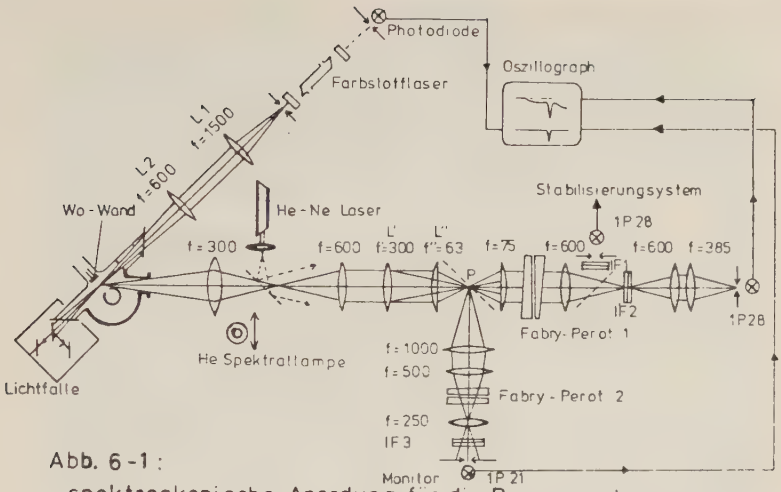


Abb. 6-1:
spektroskopische Anordung für die Resonanzstreuung.

1. Die Fast-Resonanz-Streuung

Die optische Anordnung für dieses Experiment ist in Abb. 6-1 zu sehen. Im Gegensatz zu der dopplerspektroskopischen Messung wurde hier das optisch-gepumpte Plasmavolumen gemeinsam mit den vom FPI erzeugten Interferenzringen auf die Detektorfläche abgebildet. Als Lichtdetektor für das Streusignal wurde ein Photomultiplier 1 P28 eingesetzt. Ein zweites FPI (FSB $\approx$ 0,25 A; Finesse $\approx$ 20) wurde in Kombination mit dem O.M.A. als Detektor zur Kontrolle der Laserwellenlänge verwendet. Die spektrale Zerlegung des Streulichtes wurde mit dem gleichen Fabry-Perot wie bei der spektroskopischen Messung durchgeführt, hier mit einem freien Spektralbereich von 1,60 Å . Mit Hilfe eines He-Ne Lasers wurde eine Apparatebreite von 0,05-0,06 Å festgestellt. Während der Messung wurde das FPI mit dem bereits beschriebenen System stabilisiert. Dasselbe Stabilisierungssystem war gleichzeitig zur Durchstimmung des FPIs verwendbar. Für die Aufnahme eines Streuprofils

wurde eine ganze Reihe Entladungsschüsse benötigt. Bei jedem Entladungsschuß wurde der zeitliche Verlauf des Streusignals auf dem Oszillographenschirm beobachtet bzw. photographiert. Eine typische Aufnahme zeigt die Abb. 6-2. Das obere Signal ist der Laserpuls, aufgenommen durch den hinteren Laserspiegel mit einem schnellen Phototransistor.

Zur Auswertung wurde das Streusignal vom Eigenleuchten des Plasmas und vom Falschlicht befreit. Das Ergebnis der Auswertung zeigen die Abb. 6-3 für eine Wellenlängenverstimmung von $\Delta\lambda = \lambda_L - \lambda_o \approx + 0{,}23$ Å und die Abb. 6-4 für $\Delta\lambda = - 0{,}25$ Å. Es ist leicht festzustellen, daß die Unsymmetrie und die Verschiebung des Spektrum-Maximums mit dem Vorzeichen der Wellenlängenverstimmung zusammenhängt. Deutlich zu sehen ist auch die Rayleigh-Streuung bei $\lambda = \lambda_L$.

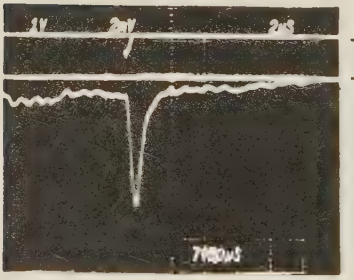


Abb. 6-2: Das Streusignal bei einer Wellenlängenverstimmung von - 0,12 Å.

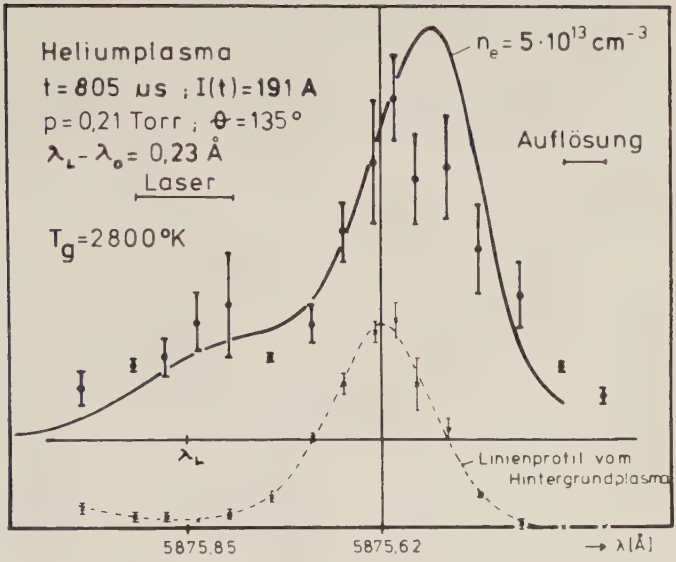


Abb. 6-3: Das Spektralprofil des Streulichtes bei einer Laserwellenlängenverstimmung von $\lambda_L - \lambda_o = +0{,}23$ Å.

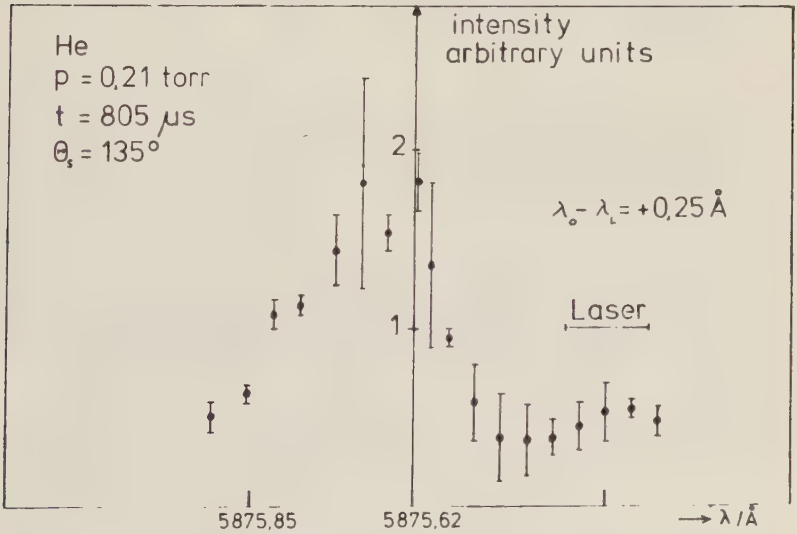


Abb. 6-4: Das Spektralprofil des Streulichtes bei einer Laserwellenlängenverstimmung von $\lambda_L - \lambda_o = -0{,}25$ Å.

Interpretation der Ergebnisse

Im Rahmen des Experiments wurde ein Vergleich des gemessenen Streuspektrums mit der Theorie von Huber /56/ vorgenommen, d.h. durch die Durchführung der numerischen Rechnung aus der Gl. A-48 (Anhang A). Für die genauere Beschreibung der Rechnung siehe /14/.

In der Rechnung wurden die elastische Stoßrate und die Temperatur der Streuteilchen so gewählt, daß die theoretische Kurve mit den experimentellen Werten übereinstimmt. Das Ergebnis ist in Abb. 6-3 (die durchgezogene Kurve) zu sehen. Die Abschätzungen im Anhang A (Tab. A-1) zeigten, daß die HF-Starkverschiebung infolge der großen Frequenzverstimmung vernachlässigbar klein sein sollte, was in der Rechnung auch angenommen wurde. Die experimentell festgestellte Verschiebung des Intensitätsmaximums kann also auf den Dopplereffekt allein zurückgeführt werden. Der Dopplereffekt bewirkt nämlich, daß ein Atom der Geschwindigkeit $\vec{v}$ die Frequenz eines Laserstrahles des Wellenvektors $\vec{k}_1$ ($|\vec{k}_1| = \omega_L/c$) verschoben sieht und zwar um:

$$\Delta\omega = \vec{k}_1 . \vec{v} \qquad (6\text{-}1)$$

Gesehen von dem streuenden Atom beträgt die Laserfrequenz, die im Laborsystem eine Frequenz ω_o (= Resonanzfrequenz) besitzt:

$$\omega_L' = \omega_o + \Delta\omega = \omega_o + \vec{k}_1 . \vec{v} \,, \qquad (6\text{-}2)$$

d.h. der Laser sitzt nicht mehr auf der Resonanzfrequenz. Bei einer inelastischen Streuung besteht jedoch eine gewisse Wahrscheinlichkeit für eine Anregung in den oberen Zustand, welche durch die Anwesenheit elastischer Stöße weiter begünstigt wird.

Strahlt das Atom anschließend in Richtung k_2 ab (Abb. 6-5), so beträgt die Frequenz des emittierten Lichtes, gesehen vom Laborsystem unter Vernachlässigung des HF-Starkeffektes (schwache Anregung):

$$\omega_s = \omega_o + \vec{k}_2 \cdot \vec{v} \qquad (6\text{-}3)$$

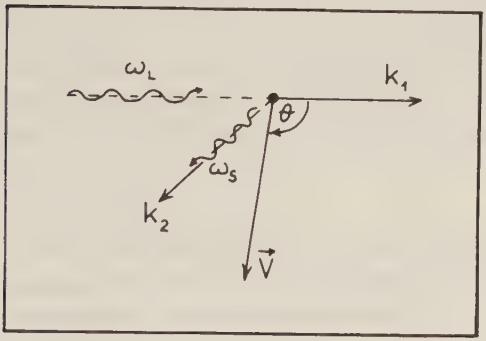


Abb. 6-5: Die Streugeometrie.

Aus einer 180°-Beobachtungsrichtung ($\vec{k}_2 = -\vec{k}_1$) wird nach Gl. 6-3 ein Streusignal mit der Frequenz $\omega_s = \omega_o - \vec{k}_1 . \vec{v}$ $= 2\omega_o - \omega_L$ beobachtet. Diese Frequenz liegt gegenüber der Laserfrequenz ω_L symmetrisch um die Resonanzfrequenz ω_o. Bei einer Vorwärtsstreuung ist dagegen eine unverschobene Frequenz zu erwarten. Im allgemeinen wird unter einem Blickwinkel von θ eine Streufrequenz von

$$\omega_S = \omega_o - (\omega_o - \omega_L) \cos \theta \qquad (6\text{-}4)$$

beobachtet. Für ein Ensemble von Atomen mit einer Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung erscheint das Streuspektrum dopplerverbreitert um die durch die Gl. 6-4

angegebene Maximumposition. Das richtige Dopplerprofil ist jedoch lediglich bei senkrechtem Blickwinkel ($\theta = 90^{\circ}$) zu beobachten, während in anderen Richtungen eine geringere Spektralbreite festzustellen ist. Unter der Wirkung von elastischen Stößen, z.B. mit den Elektronen, kann trotz einer Frequenzverstimmung ($\omega_L \neq \omega_o$) das ganze Ensemble angeregt werden (Fluoreszenz). In diesem Fall wird das Maximum des Streuspektrums aus der in Gl. 6-4 angegebenen Lage in Richtung der Resonanzfrequenz hin verschoben, wie sie in der Abb. 6-6 verdeutlicht wird. Dies ist auf den anwachsenden Anteil an Fluoreszenzlicht zurückzuführen, was auch in dem Intensitätsverhältnis zwischen der Resonanzfluoreszenz und dem Rayleighstreusignal sich bemerkbar macht.

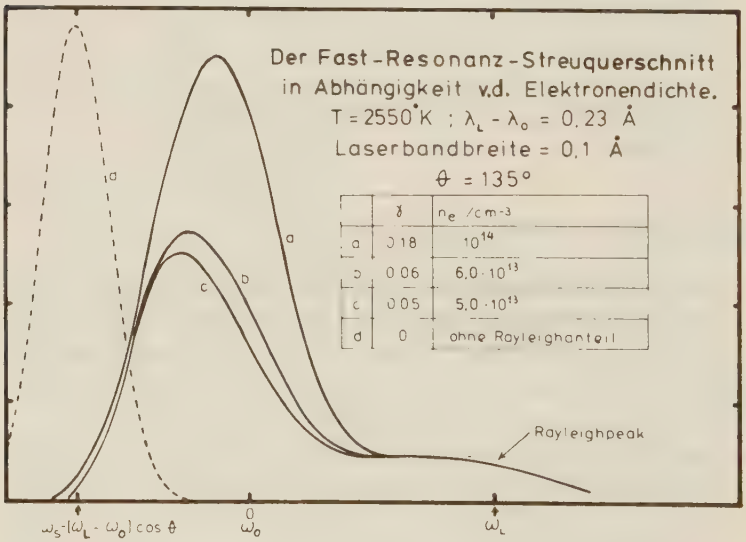


Abb. 6-6 : Der Fast-Resonanz-Streuquerschnitt in Abhängigkeit von der Elektronendichte (γ = elastische Elektronenstoßrate /10 GHz).

Die beste Übereinstimmung zwischen der theoretischen Kurve und den Meßwerten erfolgt bei einer Neutralteilchentemperatur von T = 2800°K und einer elastischen Stoßrate von 0,5 GHz. Diese Stoßrate entspricht nach Griem /15/ für die He I-Linie 5876 Å einer Elektronendichte von $n_e = 5.10^{13} cm^{-3}$. Das Verhältnis des Fluoreszenzpeaks zum Maximum der Rayleigh-Streuung hängt von der elastischen Stoßrate so empfindlich ab, daß es zur Bestimmung der Elektronendichte im Plasma verwendet werden kann. Insbesondere trifft dies auf das Verhältnis der spektralintegrierten Anteile, I (Fluoreszenz)/(Rayleigh) = γ_c / γ_N zu, vorausgesetzt daß die beiden Anteile voneinander gut zu trennen sind /54/59/.

2. Die Rayleigh-Streuung

Nach der Huberschen Formel (Gl. A-43) ist das Streuspektrum eines schwachen monochromatischen Laserstrahles, integriert über den ganzen Raumwinkel und alle Polarisationsrichtungen, eine Funktion der Form

$$I(\omega)\, d\omega = \left(\frac{\omega}{\omega_o}\right)^3 N \; \frac{\gamma_{N/2}}{\Delta^2 + \gamma^2} \; \Omega^2 \; d\omega \; \times$$

$$\left[\delta(\omega - \omega_L) + \frac{\gamma_c}{\gamma_N + \gamma_I} \; \frac{\gamma / \pi}{(\omega_o - \omega)^2 + \gamma^2} \right], \qquad (6\text{-}5)$$

mit N = Dichte der Streuzentren

Ω = Rabi-Frequenz

$\gamma = \gamma_c + \gamma_N + \gamma_I$

$\gamma_{N,c,I}$ = Rate für die natürliche Dämpfung, die elastischen und die unelastischen Stöße.

Der spektral-integrierte Rayleighanteil des Streuspektrums

$$I_R = \int_0^\infty I_R(\omega)\, d\omega = A. \gamma_N / (\Delta^2 + \gamma^2) \qquad (6\text{-}6)$$

weist in Abhängigkeit der Laserfrequenzverstimmung $\Delta = (\omega_L - \omega_o)$ eine Lorentzfunktion der Breite γ auf. In der Nähe der Resonanzfrequenz geht jedoch die schwache Anregung bereits bei kleinen Laserleistungen in eine starke Anregung über, gekennzeichnet durch das Auftreten der Nebenmaxima und der Sättigung der Streuintensität, so daß die Gl. 6-5 und 6-6 nur für die weiten Flügeln des Streuprofils gültig sind. Mit der ungeschwächten Leistung des Lasers findet dieser Übergang nach unserer Sättigungsuntersuchung/17/ etwa bei $\Delta\lambda \lesssim 0{,}2$ Å statt. Die Rayleighstreumessung wurde aus diesem Grunde für $(\omega_L - \omega_o)$ von 0 bis 0,8 Å durchgeführt.

Die Anordnung und Durchführung der Messung war im Grunde gleich wie die vorherige, mit dem einzigen Unterschied, daß nun die Blende des Photomultipliers weit geöffnet wurde, um (fast) die ganze Laserbandbreite durchzulassen ($\delta\lambda \approx 0{,}08$ Å).

Das Ergebnis

Die Abhängigkeit der Rayleighstreuintensität I_R von der Laserwellenlänge λ_L ist in der Abb. 6-7 zu sehen. Sie hat in Übereinstimmung mit der Gl. 6-6 den Verlauf einer Lorentzfunktion. Die logarithmische Auftragung der Funktion $1/I\,(\lambda_L)$ in Abhängigkeit von $(\lambda_L - \lambda_o)^2$ ergibt eine weitere Bestätigung für die gute Übereinstimmung der gemessenen Kurve mit einem Lorentzprofil, welche sogar bis in den Resonanzbereich $(\lambda_L - \lambda_o) \rightarrow 0$ erhalten bleibt (Abb. 6-8). Aus der Steigung der Gerade ergibt sich die Breite des Lorentzprofils 0,136 Å (volle Halbwertsbreite). Interessant ist, daß dieser Wert nicht etwa der elastischen Stoßbreite ($\gamma_C = 0{,}5$ GHz $\rightarrow \Delta\lambda_C \approx 10^{-3}$ Å), wie aus der Gl. 6-6 zu erwarten

wäre, sondern eher der Laserbandbreite ($\Delta\lambda_L \approx 0{,}1$ Å) entspricht. Diese Verbreiterung des Rayleighstreuquerschnitts ist offenbar sowohl auf den Sättigungseffekt als auch auf die endliche Laserbandbreite zurückzuführen. Während die Breite des Fluoreszenzspektrums kaum von der Laserbandbreite abhängt, sondern vielmehr durch die Stoß- und Doppler-Effekte bestimmt wird, ist die Breite des (kohärenten) Rayleighpeaks mit dem Laserspektrum gefaltet. Die Bandbreite des Lasers nimmt bei der Abtastung des Querschnitts die Rolle der Apparatebreite ein.

3. Die Bestimmung der Dichte des unteren Übergangsniveaus

Vergleicht man die gemessene Streuintensität im vorigen Abschnitt mit der Rayleigh-Streuintensität aus einem Eichgas (z.B. Propan), dessen Streuquerschnitt gut bekannt ist, so kann man die Dichte des unteren Niveaus ermitteln. Der makroskopische Rayleighquerschnitt von 500 Torr Propan in 5876 Å Bereich entspricht nach /61/ dem Querschnitt von $10^{18}\,cm^{-3}$ freien Elektronen:

$$I_R\,(500\ \text{Torr Propan}) \sim n_P \cdot \sigma_P(\omega_L) = 10^{18} \cdot \sigma_T \quad , (6\text{-}7)$$

wobei σ_T der Thomsonquerschnitt eines freien Elektrons ist.

Andererseits beträgt der Rayleighquerschnitt in der Umgebung von 5876 Å nach /61/:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{zz} + \sigma_{zx} = (0{,}0448 + 0{,}00922)\frac{\lambda_o^2}{\Delta\lambda^2}\sigma_T \quad , (6\text{-}8)$$

mit σ_{zz} bzw. σ_{zx} = Querschnitt für gleich- bzw. de-polariertes Streulichtes

λ_o = Wellenlängenmitte $\simeq$ 5876 Å

$\Delta\lambda = (\lambda_o - \lambda_L)$ = Wellenlängenverstimmung.

Versuchsergebnis

Die Intensität der Rayleighstreuung an Propangas in Abhängigkeit vom Gasdruck im Bereich 50 - 500 Torr liefert eine gerade Linie (Abb. 6-9). Trägt man die normierte Streuintensität von 500 Torr Propan in die Kurve für die Rayleighstreuung im Plasma ein (Abb. 6-7/8), so erkennt man, daß der makroskopische Querschnitt von 500 Torr Propan dem Querschnitt von Plasmateilchen bei $\Delta\lambda = 0{,}276$ Å entspricht. Daraus läßt sich mit Hilfe der Gl. 6-7 und 6-8 die Dichte des unteren Zustandes (2^3P) ermitteln:

$$n(2^3P) \cdot 2{,}4485\ 10^7\ \sigma_T = 10^{18} \cdot \sigma_T$$

Nach diesem Verfahren ergibt sich die Dichte des 2^3P-Zustand des neutralen Helium im Plasma zu

$$n(2^3P) = 4{,}1.10^{10}\,cm^{-3}.$$

Der Absorptionskoeffizient beträgt dann $K_\nu = \frac{h\nu}{c}$ Bik $P_\nu \cdot n(2^3P) = 0{,}074\ cm^{-1}$. Das Plasma kann also für die Wellenlänge 5876 Å noch als optisch-dünn angesehen werden.

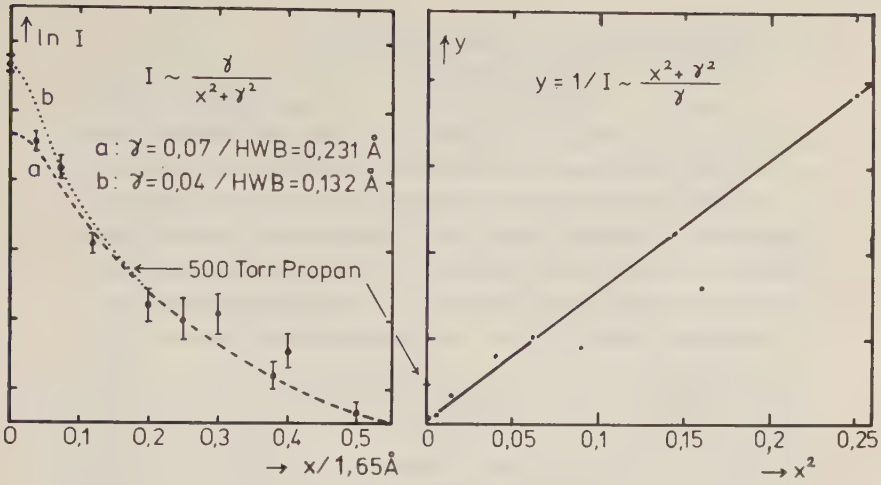


Abb. 6-7: Die Rayleigh-Streuintensität I_R in Abhängigkeit von der Laserwellenlänge.

Abb. 6-8: Die gleichen Meßwerte in anderer Darstellung: $1/I_R$ in Abhängigkeit $x^2 = (\lambda_L - \lambda_o)^2$.

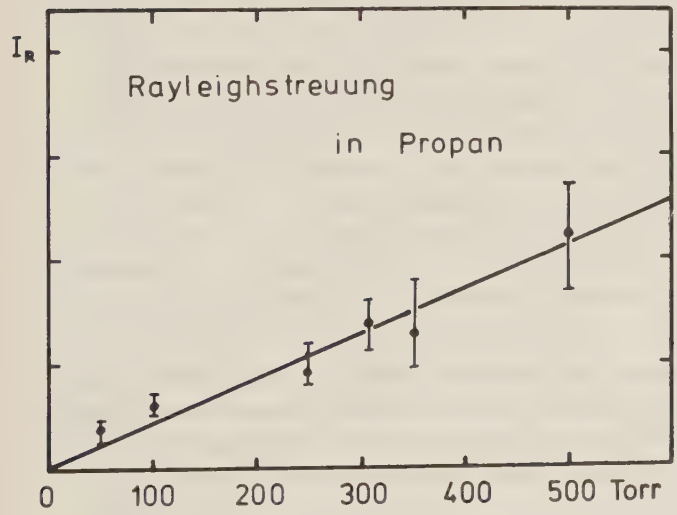


Abb. 6-9: Die Rayleighstreuung in Propan.

6.c. Interpretation der Meßergebnisse

Im folgenden wird die Besetzungsdichte des 2^3P-Niveaus abgeschätzt und mit dem experimentellen Wert verglichen. Da in diesem Dichte- und Temperaturbereich die Photorekombinationsrate die Rate der Dreierstoßrekombination übertrifft, liegt es nahe, das Stoßstrahlungsmodell nach /62/ anzuwenden. Im Falle, daß die Diffusionseffekte vernachlässigbar sind, läßt sich die Besetzungsdichte neutraler He-Atome in dem Anregungszustand j ausdrücken durch:

$$n_j(\text{stoßstrahlung}) = b_j . n_j\ (\text{LTG}), \qquad (6\text{-}9)$$

mit

$$n_j(\text{LTG}) = \frac{n_e^2 \quad g_j}{1{,}2.10^{22}} \exp E_i(j)/T_e\ , \qquad (6\text{-}10)$$

wobei $E_i(j)$ = die Ionisierungsenergie aus dem Niveau j

und T_e = die Elektronentemperatur in eV sind.

In der Gl. 6-9 ist b_j das Saha-Dekrement für das Niveau j, das in /62/ als Ergebnis der Modellrechnung in Abhängigkeit der Elektronendichte und -temperatur für verschiedene Anregungsniveau tabelliert ist (ohne Berücksichtigung der Diffusionseffekte). Die daraus resultierende Besetzungsdichte für den Grundzustand bzw. das 2^3P-Niveau ist in der Spalte 4 bzw. 5 der Tabelle 6-1 aufgetragen. Wie man leicht sehen kann, ergibt sich hier für das 2^3P-Niveau eine Dichte, die mindestens eine Größenordnung niedriger als der gemessene Wert ($n(2^3P) = 4{,}1.10^{10} cm^{-3}$) liegt.

Die Überprüfung des Gleichgewichtes mit Hilfe der Größe α aus Gl. 5-2 zeigt, daß in dem hier betrachteten Plasmagebiet die Diffusion der Neutralteilchen aus dem Wandbereich bei der Besetzung der Niveaus eine wichtige

Rolle spielt, d.h. die Neutralteilchenflußdivergenz muß berücksichtigt werden, wobei nach /62/ lediglich die Flußdivergenz der neutralen He-Atome im Grundzustand beachtenswert ist. Im wesentlichen weicht dann die Besetzungsdichte des Grundzustandes von dem Wert des homogenen Falls ab. Als obere Grenze gilt hier die Füllgasdichte bei 0,2 Torr/300 K : n_o (inhomogen) $\lesssim n_a = 6 \cdot 10^{15} cm^{-3}$. Nimmt man weiterhin an, daß die Dichte der Anregungszustände sich aus dieser Grundzustandsdichte lokal aufbaut, so erhält man Besetzungsdichten, die in den Spalten 6 und 7 der Tabelle 6-1 zu sehen sind. Im realistischen Bereich der Elektronentemperatur ist die so ermittelte Dichte des 2^3P-Niveaus noch immer eine Größenordnung zu klein. Um die gewünschte Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert zu erhalten, muß hier angenommen werden, daß die Dichte des 2^3P-Niveaus gegenüber der (maximal-überbesetzten) Dichte des Grundzustandes sich nach dem Boltzmannfaktor verhält:

$$n(2^3P) = a(2^3P) \; n_o \; \frac{g(2^3P)}{g_o} \; \exp - (\Delta E)/kT_e \; , \qquad (6\text{-}11)$$

mit ΔE = dem Energieunterschied zwischen den beiden Niveaus

$g(2^3P)$, g_o = dem statistischen Gewicht des Niveaus 2^3P, Grundniveaus

$a(2^3P)$ = dem Boltzmann-Dekrement.

Für $n(2^3P) = 4{,}1 \cdot 10^{10} cm^{-3}$ (gemessen) und $n_o \approx n_a = 6 \cdot 10^{15} cm^{-3}$ (maximal-mögliche Besetzung des Grundzustandes) beträgt hier $a(2^3P) \approx 0{,}875 \lesssim 1$ im Vergleich zum Stoßstrahlungsmodell: $a(2^3P\text{-Stoßstrahlung}) \approx 0{,}032$. Dieses scheinbare LT-Gleichgewicht läßt sich hier durch den Diffusionseffekt der metastabilen Atome aus dem Plasmakern erklären. Die Diffusion kommt dadurch zustande,

daß die Lebensdauer der metastabilen (2^3S) Atome infolge der niedrigen Elektronendichte im Wandbereich besonders lang ist. Die Dichte des 2^3P-Niveaus, die sich dann durch Elektronenstöße auf die Dichte der metastabilen Atome aufbaut, beträgt hier etwa die gleiche Größenordnung wie die der metastabilen.

Tabelle 6-1: Die Besetzungsdichte des Grundzustandes und des 2^3P-Niveaus nach dem Stoßstrahlungsmodell /62/ für eine vorgegebene Elektronendichte von $n_e = 5.10^{13} cm^{-3}$.

	L T G		Stoßstrahlungsmodell /62/			
		saha	n_o	$n(2^3P)$	$n_o \approx n_a$	$n(2^3P)$
T_e/eV	n_o saha	n_{2^3P}	homogen		inhomogen	
1,4	5,4 E12	1,5 E7	2,2 E16	2,3 E9	6 E15	6,3 E8
1,5	1,5 E12	1,2 E7	6,7 E15	1,6 E9	6 E15	1,5 E9
1,6	4,9 E11	9,1 E6	2,4 E15	1,2 E9	6 E15	3,0 E9
1,8	7,5 E10	5,9 E6	4,2 E14	6,8 E8	6 E15	9,7 E9
1,9	3,4 E10	4,9 E6	2,0 E14	5,3 E8	6 E15	1,6 E10

Die Diffusion eines metastabilen He-Atoms ist hier hauptsächlich durch elastische Stöße mit den Neutralatomen und Umladungen hervorgerufen /78/. Die Diffusionskonstante beträgt

$$D_a(2^3S) \approx \frac{k\, T_a/m_a}{(n_i \langle \sigma_{ia}^* v \rangle + n_a \langle \sigma_{aa} v \rangle)} \approx \frac{v_{th}^2}{\nu_{tot}} \quad , \qquad (6\text{-}12)$$

wobei σ_{ia}^* bzw. σ_{aa} der Umladungs- bzw. elastischer Stoßquerschnitt und v_{th} die thermische Geschwindigkeit des Atoms bedeuten.

Die Diffusionslänge für einen bestimmten Prozeß x mit der Rate ν_x sek^{-1} ist

$$\Lambda_x = \sqrt{D_a/\nu_x} \quad . \qquad (6\text{-}13)$$

Im Falle, daß die Lebensdauer für den Prozeß x (für einen Elektronenstoßprozeß ist sie z.B. durch $\nu_x = 1/(n_e\langle\sigma_x v_e\rangle)$ gegeben) kürzer als die freie Weglänge für die Brownsche Bewegung ($=v_{th}/\nu_{tot}$) ist, reduziert sich die Diffusionslänge auf die freie Weglänge für den betrachteten Prozeß:

$$\lambda_x \rightarrow v_{th}/\nu_x = v_{th} \cdot \tau_x \qquad (6\text{-}14)$$

Zusammenfassend kann man die beiden Fälle in einer einzigen Formel ausdrücken /78/:

$$\lambda_x = \lambda_o \left(\frac{v_{th}\ \tau_x}{\lambda_o} \right)^{k/2}, \qquad (6\text{-}15)$$

mit λ_o = der freier Weglänge für die Brownsche Bewegung
und k = 1 für einen Diffusionsfall ($\tau_x > \tau_o$)
k = 2 für einen freien Fall ($\tau_x \leq \tau_o$).

Die Stoßraten für verschiedene Prozesse, die in diesem Plasmabereich abspielen, sind auswahlsweise in der Tabelle 6-2 aufgetragen.

Tabelle 6-2: Der Ratenkoeffizient von verschiedenen Prozessen [cm^3 sek^{-1}].

	Te/eV				Te/eV		
Prozeß	1	2	Quelle	Prozeß	1	2	Quelle
$1^1S\text{-}2^3S$	1, E13	2,6E-11	/77/	$\langle\sigma_{ia}(1^1S)v\rangle$	1,9E-9	1,9E9	/78/
$1^1S\text{-}2^3P$	4,6E-18	1,4E-13	/77/	$\langle\sigma_{ia}(2^3S)v\rangle$	2,1E-8	2,1E8	/76/
$2^3S\text{-}2^3P$	2,9E-7	7,0E-7	/77/	$\langle\sigma_{aa}\ v\rangle$	1,9E-9	1,9E9	/78/
$2^3S\text{-}3^3P$	< E-8	< E-8	/78/	$2^3S\text{-}2^1S$	1,5E-10	1,6E10	/62/
$2^3P\text{-}3^3S$	1,0E-7	2,4E-7	/77/	2^3S-c	5,7E-10		/77/
$2^3P\text{-}3^3D$	1,8E-8	5,5E-8	/77/	1^1S-c	2,2E-16		/40/

Die nach Gl. 6-15 berechneten freien Weg- bzw. Diffusionslängen sind in der Tabelle 6-3 zu sehen.

Tabelle 6-3: Die Diffusionslängen einiger ausgewählter Prozesse.

Prozeß X	τ_x	λ_x	Daten
Umladung + el. Stoß	8,8 E-8	0,3 mm	$n_a = 6.10^{15} cm^{-3}$
$2^3S - 2^3P$	5,0 E-8	0,175 mm	$n_i = n_e = 5.10^{13} cm^{-3}$
$2^3S - 3^3P$	2,0 E-6	1,5 mm	$T_a \approx 3.10^3$ K
2^3S - c	3,5 E-5	6,0 mm	$V_{th} \approx 3,5 \cdot 10^5 cm^{-3}$
$2^3S - 2^1S$	1,3 E-4	11,7 mm	$T_e \approx 1,5$ eV

Die beiden letzten Prozesse in der Tabelle 6-3 sind diejenigen, die zur Vernichtung eines metastabilen He-Atoms führen. Ein Heliumatom im 2^3S-Zustand kann also etwa 6 mm aus der Rohröffnung diffundieren, bevor es ionisiert wird. Diese Strecke ist gerade hinreichend, um aus dem Randbereich des Plasmakernes die Streustelle ($x \approx 10$ mm) zu erreichen. Die Anregung in den 2^3P-Zustand erfolgt dagegen fast auf der Stelle ($\lambda_x = 0,175$ mm); die beiden Zustände 2^3S und 2^3P sind also durch Elektronenstoß stark gekoppelt. Diese beiden Umstände könnten für die gemessene, überhöhte 2^3P-Besetzungsdichte im Plasma-Wand-Bereich der stromschwachen Entladung verantwortlich sein. Im Plasmakern beträgt die Elektronentemperatur einige eV /61/. Die Elektronendichte ist etwa eine Größenordnung höher, so daß hier eine Besetzungsdichte von einigen $10^{10} cm^{-3}$ leicht erreicht werden kann (LTG: $n_j \sim n_e^2 \exp E_j/kT_e$). Die große Diffusionslänge eines 2^3S-Atoms bedeutet hier, daß an der Stelle der Laserstreuung die Dichte des 2^3S-

und infolgedessen auch die des 2^3P- Niveaus noch nicht wesentlich abgefallen ist.

Die Abschätzung der Besetzungsdichten im Wandbereich der stromstarken Entladung

Angewandt auf den spektroskopisch-untersuchten Wandbereich der stromstarken (I = 20 kA) Entladung, wobei eine Elektronendichte von $5.10^{14}cm^{-3}$ festgestellt wurde, liefert das Stoßstrahlungsmodell nach /62/ eine 2^3P-Besetzungsdichte von $\lesssim 10^{10}cm^{-3}$ (Tabelle 6-4).

Tabelle 6-4: Die Besetzungsdichte des Grundzustandes und des 2^3P-Niveaus nach dem Stoßstrahlungsmodell aus /62/ für eine vorgegebene Elektronendichte von $5.10^{14}cm^{-3}$.

	LTG		Stoßstrahlungsmodell nach /62/			
T_e/eV	n_o^{saha}	$n_{2^3P}^{saha}$	n_o /cm^{-3}	$n(2^3P)$	$n_o \approx n_a$	$n(2^3P)$
			homogen		inhomogen	
1,4	5,4 E14	1,5 E9	4,1 E16	1,0 E10	6 E 15	1,5 E9
1,5	1,5 E14	1,2 E9	1,4 E16	7,7 E9	6 E15	3,4 E9
1,6	4,9 E13	9,1 E8	5,3 E15	5,8 E9	6 E15	6,6 E9
1,8	7,5 E12	5,9 E8	1,1 E15	3,5 E9	6 E15	2,0 E10
1,9	3,4 E12	4,9 E8	5,5 E14	2,8 E9	6 E15	3,1 E10

Wegen der höheren Elektronendichte ($5.10^{14}cm^{-3}$) ist die Diffusionslänge eines metastabilen Heliumatoms entsprechend klein ($\approx$ 0,6 mm), und eine Erhöhung der 2^3P-Besetzungsdichte, hervorgerufen durch eine Diffusion der metastabilen aus dem Plasmakern wie im vorherigen Fall, ist hier weniger wahrscheinlich. Eine andere mögliche Quelle für einen nichtlokalen Aufbau der 2^3P-Dichte, nämlich die He^+-Ionen, die nach einer Rekombination oder Umladung nicht sofort in den Grundzustand übergehen, liefert hier ebenfalls kleinere Reichweite ($\ll$ 0,6 mm). Aus diesen Gründen kann also angenommen werden, daß in dem

vorliegenden Plasmabereich die Dichte des 2^3P-Niveaus höchstens diejenigen Werte einnimmt, die in der letzten Spalte der Tabelle 6-4 aufgetragen sind. Nach einem Vergleich mit dem vorherigen Fall (schwache Entladung mit $n_e \approx 5.10^{13} cm^{-3}$), wobei eine 2^3P-Dichte von $4{,}1.10^{10}$ cm^{-3} gemessen wurde, ist es dann klar, daß das hier betrachtete Plasma für die Wellenlänge 5876 Å ebenfalls optisch-dünn sein mußte.
Anhand des vorliegenden Plasmamodells kann an dieser Stelle der negative Erfolg des Resonanzstreuversuches an dem hier diskutierten Plasma begründet werden:

Nach der Diskussion im Anhang A (Gl. A-7) erhebt sich das Resonanzstreusignal besser über das Eigenleuchten des Plasmas, wenn das Verhältnis der Besetzungsdichten des oberen (3^3D) und unteren (2^3P) Niveaus klein ist. Ein Maß für dieses Verhältnis stellt hier das Boltzmann-Dekrement aus der Gl. 6-11 dar. Für den Wandbereich der stromstarken Entladung finden wir (ohne Berücksichtigung der Diffusionseffekte):

$$a(3^3D) \,/\, a(2^3P) = 0{,}11 - 0{,}21 \text{ (für } T_e = 1{,}5 - 1{,}9 \text{ eV)},$$

während bei der schwachen Entladung:

$$a(3^3D) \,/\, a(2^3P) = 0{,}0225 \text{ (für } T_e \approx 1{,}5 \text{ eV) ist.}$$

Das Verhältnis der Besetzungsdichten liegt also bei der schwachen Entladung um eine Größenordnung günstiger als bei der starken. Dies erklärt auch die Beobachtung, daß das Streusignal bei einer Stromstärke von 191 A besser zu messen war als in der Nähe des Strommaximums (= 723 A). Bei der stromstarken Entladung war die Streuintensität infolge der geringeren 2^3P-Dichte nicht nur schwächer, sie wurde auch von dem Eigenleuchten des Plasmas, das aus einem viel größeren Volumen ausgestrahlt wird, völlig überdeckt.

7. ZUSAMMENFASSUNG

Aus der Messung der Geschwindigkeitsverteilung der Neutralteilchen konnte hergeleitet werden, daß die Verteilungsfunktion der Neutralen im Plasma-Wand-Bereich von der Maxwellschen Verteilung eindeutig abweicht. Die Störung durch die Wand besteht in erster Linie darin, daß die Wandoberfläche, deren Temperatur wesentlich niedriger als die des Plasmas ist, die aufprallenden Teilchen kalt reflektiert. Neben den reflektierten Teilchen strömen auch andere kalte Neutrale aus dem Wandbereich in Richtung des heißen Plasmakerns, die den Diffusionsverlust der Plasmateilchen kompensieren. Im stationären Fall stammen diese kalten Neutralen zum Teil aus der Rekombination der Ladungsträger im Wandbereich, zum anderen aus der Desorption von der Wandoberfläche und durch Diffusion aus dem umgebenden Kaltgas. In Tokamakanlagen kommen noch die Diffusion aus dem Wandmaterial und Teilcheninjektion dazu. Eine derartige Strömung kalter Teilchen macht sich in der Verschiebung des Verteilungsmaximums bemerkbar. Tatsächlich fällt die Größenordnung der Diffusionsgeschwindigkeit, die sich aus der Verteilungsfunktion berechnen läßt, mit der Verschiebung des Maximums der Verteilungsfunktion zusammen. Sie beträgt z.B. für die Verteilungsfunktion in Abb. 5-6 $V_d \approx 1{,}13 \cdot 10^5$ cm/s, was einer Wellenlängenverschiebung von $\Delta\lambda \gtrsim 0{,}02$ Å entspricht. In Übereinstimmung mit den theoretischen Überlegungen in Kap. 2 läßt sich eine Verteilungsfunktion mit derartig hohen Diffusionsgeschwindigkeiten nicht mehr durch konventionelle Näherungsmethoden darstellen, man kann sie nur aus einer Lösung der Boltzmanngleichung herleiten. Eine gute Übereinstimmung der numerischen Rechnungen mit den gemessenen Werten konnte erzielt werden, wenn die Wechselwirkung mit der

Wand aufgrund einer diffusen Rückstreuung mit einem Reflektionkoeffizient von R = 1,0 erfolgt. Der zweite Teil dieser Arbeit, der die Resonanzstreuung als diagnostische Methode vorsieht, hat die Erkenntnis gebracht, daß zur Bestimmung der lokalen Geschwindigkeitsverteilung oder lokaler Temperaturen im Wandbereich die Resonanzstreuung mit einem starken, gepulsten, Farbstofflaser nur unter bestimmten Voraussetzungen anwendbar ist. Diese Bedingungen werden im Anhang A für eine Streuung an angeregten Niveaus ausführlich diskutiert und durch die in dieser Arbeit aufgeführten Experimente auch bestätigt. Die unterschiedlichen Erfolge bei Entladungen mit verschiedenen Stromstärken zeigen, zusammen mit den Interpretationen und Abschätzungen im Kap. 6.c., daß für die Resonanzstreuung an angeregten Niveaus die Besetzungsdichteverteilung bzw. der Gleichgewichtszustand des Plasmas maßgebend ist. Resonanzstreumessungen in Tokamakplasmen /75/ an der Wasserstoff H_α -Linie bei 6563 Å (n=2-n=3 Übergang) zeigten, daß trotz der hohen Teilchentemperaturen (T_e=100-250 eV) die Verteilung der Besetzungsdichten für eine Resonanzstreuung zwischen angeregten Niveaus hier sehr günstig liegt (Corona-ähnliches Gleichgewicht). Neben der Resonanzstreuung an Atomen im Grundzustand bietet also die Resonanzstreuung im optischen Bereich für die Diagnostik von Tokamakplasmen auch ihre Anwendungsmöglichkeit an.

Für eine lokale Messung der Geschwindigkeitsverteilung gibt es neben der hier durchgeführten Meßmethode auch die bereits erwähnte Alternative, wobei das Streulicht in Abhängigkeit von der Laserfrequenz spektralintegriert gemessen wird /72/73/. Unter Verwendung eines gepulsten starken Lasers können hier jedoch Sättigungseffekte auftreten, die das tatsächliche Absorptionsprofil deformieren /74/. Mit der hier erprobten Meßmethode, in der das Streu-

lichtspektrum bei einer festen Laserfrequenz analysiert wird, können zwar die unerwünschten Sättigungseffekte (Satellitenbildung, Sättigungsverbreitung) durch eine Verstimmung der Laserfrequenz (Fast-Resonanz-Streuung) vernachlässigt werden, die Interpretation der Meßergebnisse wird jedoch komplizierter, weil für die Form des Streuspektrums nun mehrere Effekte verantwortlich sind. In diesem Fall kann mit Hilfe einer numerischen Rechnung die Dopplerbreite aus dem gemessenen Streuprofil gewonnen werden. Im Prinzip ist es sogar möglich, in die numerische Rechnung eine nicht Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung einzusetzen. Mit der hier erzielten Meßgenauigkeit* erscheint jedoch eine solche Rechnung zu spekulativ, weil die Abweichung von der Maxwellschen Verteilung bei den niedrigen Temperaturen recht minimal sein muß. Andererseits hat es sich herausgestellt, daß die Fast-Resonanz-Streuung infolge der starken Abhängigkeit der Fluoreszenzintensität von der elastischen Stoßrate für die lokale Messung der Elektronendichte sehr gut geeignet ist. Ebenfalls ausgezeichnet eignet sich hier auch die Rayleighstreuung im Fast-Resonanz-Bereich zur Bestimmung der Besetzungsdichte eines Anregungsniveaus.

Zum Schluß sind hier einige Verbesserungsmöglichkeiten zu erwähnen: Wird eine spektral-integrierte Messung der Fluoreszentintensität I_f und der Rayleighstreuintensität I_r (evtl. in Abhängigkeit der Laserfrequenz) durchgeführt, so läßt sich gemäß dem Zusammenhang $I_f/I_r = \nu_E/\nu_N$ die elastische Stoßrate mit ziemlicher Genauigkeit bestimmen /54/. Anhand dieses Ergebnisses läßt sich dann

---

* Der Einsatz des O.M.A.-Systems konnte hier wegen zu geringer Ausbeute keine Verbesserung bringen.

die spektrale Zerlegung des Streulichtes nur noch zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung verwenden. Abschließend kann hier kurz gesagt werden, daß zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung die Dopplerspektroskopie geeignet ist, jedoch keine lokale Information liefern kann, während die Laserstreuung zwar lokale Temperatur und Elektronendichte zu messen gestattet, für die Einzelheiten der Verteilungsfunktion (Abweichung von der Maxwell-Verteilung, Profil-Verschiebung infolge der Teilchendiffusion) jedoch eine höhere Meßgenauigkeit erfordert, die in diesem Experiment nicht erfüllt worden ist. Dies schließt jedoch ihre Anwendung in Tokamakplasmen nicht aus, weil dort die Temperatur viel höher liegen und die Diffusionseffekte in dem Streuspektrum sich deshalb stärker bemerkbar machen werden.

8. LITERATURVERZEICHNIS

/1/ McCracken, G.M., Fielding, S.J., Erents, S.K., Pospieczyk, A., Stott,P.E., Nucl. Fusion 18, 1978, 1

/2/ Lehnert, B., Nucl. Fusion 8, 1968, 173

/3/ Dnestrovsky, Yu.N., Lysenko, S.E., Kislyakov, A.I., Nucl. Fusion 19, 1979, 293

/4/ Rehker, S., Wobig, H., Plasma Physics 15, 1973, 1083

/5/ Hackmann, J., Uhlenbusch, J., J. Nucl. Mat. 63, 1976, 163

/6/ Hackmann, J., Kim, Y.C., Reuters, H. Uhlenbusch, J., Bericht LuPPG, Physikalisches Institut II, Universität Düsseldorf

/7/ Hackmann, J., Kim, Y.C., Uhlenbusch, J., Bericht 77-03-015 SFB Plasmaphysik Bochum/Jülich, März 1977

/8/ Hackmann, J., Kim, Y.C., Souw, E.K., Uhlenbusch, J., Plasma Physics 20, 1977, 309

/9/ Reuters, H., Diplom-Arbeit, Phys. Inst. II, Universität Düsseldorf April 1974

/10/ Kim, Y.C., Dissertation, Phys. Inst. II, Univ. Düsseldorf 1977

/11/ Hackmann, J., Habilitationsschrift, Univ. Düsseldorf 1977

/12/ Jacquinot, P., Rept. Progr. Phys. 23, 1960, 267

/13/ Bayer-Helms, F., Z. Angew. Phys. 15, 1963, 330

/14/ Chall, P., Diplomarbeit, Phys. Inst. II, Univ. Düsseldorf, 1978

/15/ Griem, H.R.: "Spectral Line Broadening in Plasma", Academic Press, N.Y.-London 1974

/16/ Burrell, C.F., Kunze, H.-J., Phys. Rev. Lett. 28, 1972, 1

/17/ Striganov, A.R., Sventitskii, N.S.: "Tables of Spectral Lines of Neutral & Ionized Atoms", IFI/Plenum, N.Y.-Wash. 1968

/18/ Ehrich, H., Helbig, V., Phys. B, Atom. Molec. Phy. 12, 1979, 1183

/19/ Burgess, D.D., J. Phys. B, Atom. Molec. Phy. 3, 1970, L7

/20/ Lee, R.W., J. Phys. B, Atom. Molec. Phy. 6, 1973, 1044

/21/ Mahon, R., Lee, R.W., Burgess, D.D., J. Phys. B, Atom. Molec. Phy. 6, 1973, 354

/22/ Wiese, W.L., in "Plasma Diagn. Techn.", Acad. Press, N.Y. 1965

/23/ Griem, H., Gieseke, H.A., Astr. J. 157, 1969, 963

/24/ Joos, R., Richter, E.W., "Höhere Math.f.d.Praktiker", Leipzig 1968

/25/ Kusch, H.J., Mewes, E.R., Z. Naturforschg. 22a, 1967, 676

/26/ Ervens, W.,Dissertation, RWTH Aachen.

/27/ Uhlenbusch, J., Rep. HMP 125, 1. Phys. Inst. T.H. Aachen, 1969

/28/ Uhlenbusch, J., Hackmann, J., Fischer, Rep. HMP 128, 1969

/29/ J. Hackmann, Dissertation, RWTH Aachen 1971

/30/ Preuss, E., Dissertation RWTH Aachen 1970

/31/ Massey, H.S.W., Burhop, E.H.S., Gilbody, H.B.: "Electr. & Ionic Impact Phenomena," Vol. IV, Oxford 1974

/32/ Drawin, H.W., DPh-PFC/SRFC Eur-CEAFC- 383, 1966

/33/ Chen, F.F., "Introduction to Plasma Physics",Plenum Press N.Y., 1974

/34/ Spitzer, L., Jr."Physics of Fully Ionized Gases", 2nd Ed. Interscience Publ. 1965

/35/ Spitzer, L., Jr., Härm , R., Phys. Rev. 89, 1953, 977

/36/ Pelzer, H., The Brit. Electr. & all. Ind. Res. Ass. "Radiation losses from the arc column", 1958

/37/ A. Unsöld, "Physik der Sternatmosphären" , Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1968

/38/ Lochte-Holtgreven, W., "Plasma Diagnostics" Amsterdam 1968

/39/ Durand, J.Z. Nat. f. 18a, 1963, 281

/40/ Lotz, W., Rep. Inst. Plasmaphys. Garching 1/162, Mai, 1967

/41/ Arzimowitsch, L.A., "Gesteuerte Thermonukleare Reaktionen", Akademie Verlag, Berlin 1965

/42/ J.K. Haviland, M.K. Lavin, Phys. Fluids, 5, 1962, 1399

/43/ Measures, R.M., J. Appl. Phy. 39, 1968, 5232

/44/ Burgess, D.D., Skinner, C.H., J. Phys. B, Atom. Molec. Phy. 7, 1974, L 297

/45/ Feneuille, S., Rep. Prog. Phys., 40, 1977, 1257

/46/ Huber, D.L., van Vleck, J.H., Rev. Mod. Phys. 38, 1966, 187

/47/ Cohen-Tannoudji, C., "Frontiers in Laser Spectroscopy", Les Houches 1975, Vol. I,7

/48/ Walter, H., Phys. Blätter 33, 1977,653

/49/ Hartig, W., Rasmussen, W., Schieder, R., Walther,H, Z. f. Phys. A 278, 1976, 205

/50/ Charmicael. H.J., Walls, D.F., J. Phys. B, Atom. Molec. Phy. 9, 1976, 1199

/51/ Mollow, B.R., Phys. Rev. 188, 1969, 1969

/52/ Mollow, B.R., Phys. Rev. A 2, 1970, 76

/53/ Macomber, J.D., "The Dynamics of Spectroscopic Trans.", J. Wiley & Sons, N.Y. 1976

/54/ Carlsten, J.L., Szöke, A.J., Phys. B, Atom. Molec, Phy. 9, 1976, L 231

/55/ Huber, D.L., Phys. Rev. 170, 1968, 170

/56/ Huber, D.L., Phys. Rev. 178, 1969, 178

/57/ Avan, P., Cohen-Tannoudji, C., J. Phys. B, Atom. Molec. Phy. 10, 1977, 155

/58/ Kimble, H.J./Mandel, L., Phys. Rev. A 15, 1976, 689

/59/ Carlsten, J.L., Szöke, A., Raymer, M.G., Phys. Rev. A 15, 1977, 1029

/60/ J. Tudor Davies, J.M. Vaughn, Astr. J. 137, 1963, 1302

/61/ Wrobel, W.G.,: Rep. Inst. Plasma Phys. Garching, IPP 1/160, 1976

/62/ Drawin, H.W., Emard, F., Eur-CEA-FC-534, Frerier 1970

/63/ Bethe, H.A., Salpeter, E.E., "Quantum Mechanics of One and Two Electron Atoms", Plenum Publ. Corp. N.Y., 1977

/64/ Condon, E.U., Shortley, G.H., "The Theory of Atomic Spectra", Cambridge 1967

/65/ Lamb, Jr, W.E., Phys. Rev., 105, 1957, 559

/66/ Kaul, R.D., J. Opt. Soc. Am. 57, 1967, 1156

/67/ Kaul, R.D., J. Opt. Soc. Am. 58, 1968, 429

/68/ Drawin, H.W., Emard, F., Z. Phys. 253, 1972, 100

/69/ Belland, P., Drawin, H.W., Tittel, H.O.: Z. Phys. 222, 1969, 372

/70/ Griem, H., Plasma Spectroscopy, McGraw Hill 1964

/71/ Bogen, P./Lie, Y.T: a) Appl. Phys. 16, 1978, 139
b) Appl. Phys. 20, 1979, 213

/72/ Meng, H.C.,/Kunze, H.-J.,/ Phys. Fluids 22, 1979, 1082

/73/ Hintz, E.,/Russbüldt. D.: S.F.B. Arbeitsbericht 78/79/80

/74/ Cotrim Vasconcellos, J.I., Phys. Rev. A, 19, 1979, 280

/75/ Razdobarin, G.T.,/Semenow, V.V.,/Sokolova, L.V.,/Folokin, I.P.,/Burakov, V.S.,/Misakov, P.Ya./Naumenkov, P.A./Nechaev, S.V., Nucl. Fusion 19, 1979, 1439

/76/ Chibisov, M.I., JETP-Lett. 24, 1976, 56

/77/ Swallom. D.W.,/Scholz, P.D.,: J. Quant.Spectr. Rad. Transfer 12, 1972

/78/ Deutsch, C.: J. Appl. Phys. 44, 1973, 1142

/79/ Mewe, R.: Brit. J. Appl. Phys. 17, 1966, 1239

/80/ Marmar,E.S.: J. Nucl. Mat. 76&77, 1973, 59

ANHANG A: Die Resonanzstreuung

A.1. Die klassische Theorie der Resonanzstreuung

Die Durchstrahlung eines Ensembles von Atomen mit einem monochromatischen Laserstrahl der Frequenz ω_{ps}, welche mit der Resonanzfrequenz eines Überganges p $\rightarrow$ s übereinstimmt, ruft eine Umbesetzung der betreffenden Niveaus hervor. Für ein Mehrniveau-System mit Elektronenstoß An- und Abregungen (Abb. 6-1), das von einem Laserstrahl mit stufenförmigem Zeitverlauf durchstrahlt wird, beträgt die zeitliche Änderung der Besetzungsdichte des

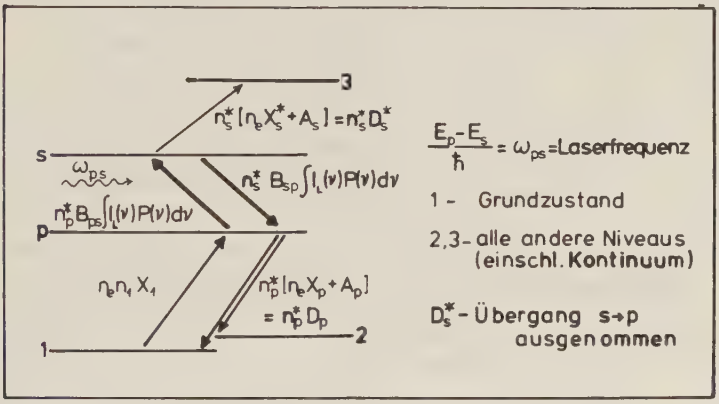


Abb. A-1: Das Niveau-Schema einer Resonanzstreuung.

oberen bzw. unteren Niveaus, $n_s(t)$ bzw. $n_p(t)$, im Falle starker Laseranregungen /43/:

$$\frac{n_s(t)}{n_s(o)} = \left(\frac{g_e + 1}{g + 1}\right)(1 - a\,\tau_f)\exp - \tau/\tau_f - \left(\frac{g_e - g}{g + 1}\right)(1 - b\,\tau_r)\exp - \tau/\tau_r + a\,\tau_f \qquad (A\text{-}1)$$

$$\frac{n_p(t)}{n_s(t)} = \frac{1}{g_e}\left\{\left(\frac{g_e+1}{g+1}\right)(1-a\,\tau_f)\; g\; \exp - \tau/\tau_f \right.$$

$$\left. - \left(\frac{g_e - g}{g+1}\right)(1-b_r)\; \exp -\tau/\tau_r + ga\,\tau_f \right. \qquad \text{(A-2)}$$

mit den folgenden Abkürzungen:

$g_{p,s}$ = das statistische Gewicht des Niveaus p,s

$g = g_p/g_s$; $g_e = n_p(o)/n_s(o)$

$a = g_e C/(g_e+1)$; $b = g_e C/(g_e-g)$

$n_{e,j}$ = die Dichte der Elektronen, des Niveaus j

$\alpha = B_{ps} \int I(\nu)\; L(\nu)\; d\nu$ = die Pumprate des Überganges $p \rightarrow s$

$\tau = \alpha t$ = die mit der Pumprate normierte Zeiteinheit

$C = n_1\, n_e\, X_{1p}/(n_p(o)\cdot\alpha)$ = die (normierte) Anregungsrate vom Grundzustand ins Niveau p

D_p = die totale Entvölkerungsrate (elektronische An-,Abregung und spontane Emission) des Niveaus p einschließlich der Anregung ins Kontinuum.

D_s^* = die totale Entvölkerungsrate des Niveaus s (* ≙ der Übergang $s \rightarrow p$ ausgenommen)

A_s^*, A_p = der totale A-Koeffizient des Niveaus s,p

$\eta = D_s^*/\alpha$; $\zeta = D_p/\alpha$ $\qquad H = (g\zeta + \eta + \eta\zeta)$

Die Bedingung der starken Anregung lautet hier $\eta, \zeta \ll 1$; d.h. die Pumprate ist viel höher als die Entvölkerungsrate der Niveaus.

Der zeitliche Verlauf der beiden Besetzungsdichten $n_p(t)$ und $n_s(t)$ ist in der Abb. A-2 veranschaulicht. Innerhalb der Anstiegszeit t_r, die durch die Pumprate vorgegeben ist,

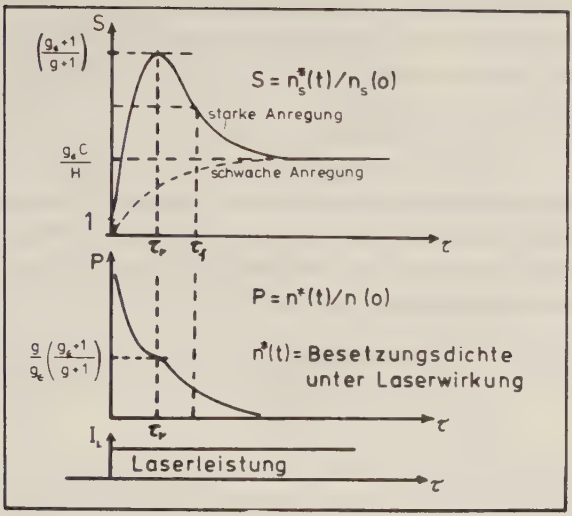


Abb. A-2: Der zeitliche Verlauf der Besetzungsdichten bei einer Resonanzstreuung.

$$t_r = \left((1+g)\, B_{ps} \int I(\nu)\, L(\nu)\, d\nu \right)^{-1} \qquad \text{(A-3)}$$

wird ein Maximum der Besetzung des oberen Niveaus erreicht. Die maximale Besetzungsdichte beträgt zu diesem Zeitpunkt:

$$n_s^*(\infty) = (n_p(o) + n_s(o)) \,/\, (1+g_p/g_s), \qquad \text{(A-4)}$$

d.h. eine Besetzungstemperatur von $T \rightarrow \infty$ wird erreicht. Diese Besetzungsdichte ist von der Laserleistung unabhängig. Eine höhere Laserintensität bewirkt zwar ein kürzeres t_r, aber keine weitere Erhöhung der Dichte des oberen Niveaus. Die erhöhte Anregungsrate wird durch eine intensivierte induzierte Emission ausgeglichen. Nach dem Zeitpunkt t_r klingt die Besetzungsdichte $n_s(t)$

infolge der Elektronenstoßabregungen exponentiell wieder ab. Die Abklingzeit t_f ist gegeben durch die Summe der gewichteten Depopulationsrate der beiden Niveaus:

$$1/t_f = \frac{g_p D_p + g_s D_s}{g_p + g_s} \qquad \text{(A-5)}$$

Mit der obigen Abklingzeit wird ein Endsättigungswert $n_s^*(\infty)$ angestrebt, der erreicht wird, wenn die Nachlieferungsrate aus dem Grundzustand der Entvölkerungsrate der beiden Niveaus gleichkommt:

$$\frac{n_s(\infty)}{n_s(o)} \approx a\, t_f \propto = g_e C/H = \frac{\propto C\,(g_p+g_s)}{g_p D_p + g_s D_s^*} \qquad \text{(A-6)}$$

Der Endsättigungswert in der Gl. A-6, der auch für den stationären Fall gültig ist, kann mit einem schwachen Laser erreicht werden und ist bereits in der stationären Sättigungspektroskopie bekannt. Aus der maximalen Besetzungsdichte Gl. A-4 läßt sich die Streuintensität in einem Streuexperiment mit gepulstem Laser berechnen /43/. Das Maximum des Streuimpulses I* verhält sich zu der Intensität des Eigenleuchtens I des Plasmas wie

$$\frac{I^*}{I} = \frac{V^*}{V} \times \left[\frac{n_p(o)/n_s(o) + 1}{g_p / g_s + 1} \right], \qquad \text{(A-7)}$$

wobei V^* = das Streuvolumen

V = das unvermeidbar mitregistrierte leuchtende Plasmavolumen

$n_{p,s}(o)$ = die Besetzungsdichten des unteren, oberen Energiezustandes in Abwesenheit des Laserstrahles

$g_{p,s}$ = die statistischen Gewichte der Niveaus

sind.

Um das Streusignal von dem Eigenleuchten des Plasmas gut unterschieden zu können, muß I*/I einen Minimalwert $(1+\delta)$ überschreiten (in /43/ wurde z.B. $1+\delta = 1{,}1$ angenommen). Für eine Streuung an Atomen im Grundzustand ist $n_p(o)/n_s(o) \gg 1$, und das Verhältnis der Streulichtintensität zum Eigenleuchten I*/I kann sehr groß werden. Für die Streuung zwischen angeregten Zuständen ist die Bedingung $I^*/I \approx 1+\delta$ jedoch nicht immer erfüllt. Die Gl. A-7 gibt dann eine maximale Anregungstemperatur für die Beobachtbarkeit des Streusignals an. Unter der Annahme eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts für die Besetzungsdichten folgt

$$k\,T_e \lesssim \frac{\Delta E}{\ln \frac{1+\delta}{V^*/V}\,(g_p+g_s) - 1}\,, \qquad \text{(A-8)}$$

wobei ΔE die Energiedifferenz zwischen den optisch zu pumpenden Niveaus und t_e die Elektronentemperatur bedeuten.

Andererseits hängt die maximale Streuintensität hauptsächlich von der Besetzungsdichte des unteren Niveaus $n_p(o)$ ab:

$$I_s(\max) = n_s\,(\infty) A_{sp} = \frac{n_p(o)+n_s(o)}{1+g_p/g_s} A_{sp} \approx \frac{n_p\,(o)\,A_{sp}}{2} \qquad \text{(A-9)}$$

In der Praxis liegt die minimale Besetzungsdichte $n_p\,(o)$ (d.h. die Nachweisgrenze) zwischen 10^8 - 10^9 cm^{-3}. In einem relativ dünnen Plasma wird diese Dichte erst bei hohen Anregungstemperaturen erreicht, welche leicht mit der Bedingung (A-8) in Widerspruch geraten können. Die Situation kann jedoch je nach dem Gleichgewichtszustand des Plasmas auch anders sein. In einem Gleichgewicht, wobei die Anregungstemperatur von der Elektronentemperatur zu unterscheiden ist, kann z.B. die Anregungstemperatur für die Besetzung des s-Niveaus aus dem p-Niveau

wesentlich niedriger liegen als die Anregungstemperatur für die Besetzung des p-Niveaus aus dem Grundzustand, so daß die beiden Bedingungen, Gl. (A-8) und (A-9), gleichzeitig erfüllt werden können.
Im allgemeinen liegt dann eine günstigere Bedingung vor, wenn die tiefliegenden Niveaus relativ zum höherliegenden überbesetzt sind.
Die oben dikutierte klassische Betrachtung der Resonanzstreuung ergibt zwar das richtige Zeitverhalten des Streusignals, sie beschreibt jedoch den transienten Vorgang infolge der hohen Kohärenz des Laserstrahles nicht ganz korrekt. Dies ist aber weniger wichtig als die fehlende Aussage über die spektrale Verteilung des Streulichtes, die für das vorliegende Experiment gerade notwendig ist. Die Vorstellung, aus der spektralen Verteilung des Streulichtes die lokale Temperatur der Streuteilchen gewinnen zu können, muß jedoch nach den neueren Erkenntnissen über diese Art Streuung im Gebiet der Atomphysik in dieser Arbeit noch einmal eingehend überprüft werden.

Die optische Blochgleichung

Das Verhalten eines Systems in dem kohärenten Strahlungsfeld des Lasers wird hier semiklassisch behandelt, d.h. der Atomzustand quantenmechanisch, das elektrische Feld jedoch klassisch beschrieben. Für den einfachen Fall eines Zwei-Niveau-Systems mit dem unteren Zustand $|g\rangle$ und oberen Zustand $|e\rangle$ läßt sich die zeitabhängige Wellenfunktion des Systems folgendermaßen schreiben:

$$\psi(t) = \alpha(t)\,|g\rangle + \beta(t)\,|e\rangle \qquad \text{(A-10)}$$

Mit der Gl. (A-10) ist gemeint, daß unter der Wirkung des Laserstrahles das System sich in einem stetigen Übergang zwischen dem Zustand $|e\rangle$ und $|g\rangle$ befindet. Im Falle einer kontinuierlichen Anregung durch einen monochromatischen Laserstrahl der Frequenz ω_L

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_o(t) \cos(\omega_L t + \Phi(t)) \qquad \text{(A-11)}$$

ergibt sich als Lösung der zeitabhängigen Schrödingergleichung /45/:

$$\alpha(t) = e^{-\frac{i\omega}{2}(t-t_o)} \frac{\mu^2 E_o^2}{2\hbar^2\Omega}\left[\frac{e^{-\frac{i\Omega}{2}(t-t_o)}}{\Omega-\Delta} + \frac{e^{+\frac{i\Omega}{2}(t-t_o)}}{\Omega+\Delta}\right] e^{i\left(\frac{\omega_L t}{2}+\phi(t)\right)} \qquad \text{(A-12a)}$$

$$\beta(t) = e^{\frac{-i\omega}{2}(t-t_o)} \frac{\mu E_o}{2\hbar\Omega}\left[e^{-\frac{i\Omega}{2}(t-t_o)} - e^{+\frac{i\Omega}{2}(t-t_o)}\right] e^{-i\left(\frac{\omega_L t}{2}+\phi(t)\right)} \qquad \text{(A-12b)}$$

mit $\Omega = \sqrt{\left(\frac{\mu E_o}{\hbar}\right)^2 + \Delta^2}$ = effektiver Rabi-Frequenz

$\Delta = \omega_L - (E_e - E_g)/\hbar$ = Frequenzverstimmung des Lasers

$\omega = (E_e + E_g)/\hbar$

$\mu = \langle e | \vec{D} | g \rangle$ = Übergangsdipolmoment .

Aus der Gl. (A-12b) folgt die wohlbekannte Rabi-Lösung für die normierte Besetzungsdichte des angeregten Niveaus $|e\rangle$ ohne Berücksichtigung der Relaxationsprozesse:

$$\rho_e(t) = |\beta(t)|^2 = \frac{\mu^2 E_o^2}{\hbar^2 \Omega^2} \sin^2\left(\frac{\Omega}{2}(t-t_o)\right) \qquad \text{(A-13)}$$

Der Mittelwert der Besetzungsdichte für Zeitintervalle viel länger als $\frac{1}{\Omega}$ beträgt (mit N = Gesamtdichte des Systems)

$$\bar{n}_e = \frac{\mu^2 E_o^2}{2\hbar^2\Omega^2} \cdot N \qquad \text{(A-14)}$$

oder im exakten Resonanzfall

$$n_e\ (\omega_L = \omega_o) = 1/2 \cdot N, \qquad \text{(A-15)}$$

welche mit dem klassisch berechneten Sättigungswert übereinstimmt. Die Wirkung der hohen Kohärenz des Strahles besteht offensichtlich in der Modulation der Besetzungsdichten mit der Rabi-Frequenz Ω. Diese Ozillation bringt mehrere interessante Effekte hervor, die von der klassischen Theorie nicht erfaßt werden können.
Für die weitere Diskussion erweist es sich als nützlich, das Verhalten des Systems durch die Dichtematrix zu beschreiben:

$$i\hbar\dot{\rho} = [H, \rho], \qquad \text{(A-16)}$$

mit

$$H = \begin{pmatrix} \hbar\omega_e & 0 \\ 0 & \hbar\omega_g \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -\mu E(t) \\ -\mu E(t) & 0 \end{pmatrix},$$

wobei $\omega_e - \omega_g = \omega_o$ die Resonanzfrequenz des Systems ist.
Die Ein-Teilchen-Dichtematrixelemente ρ_{ij} sind ausgedrückt in den Zustandsamplituden $\alpha(t)$ und $\beta(t)$:

$\rho_{gg} = |\alpha|^2$ proportional der Besetzungsdichte des unteren Zustandes

$\rho_{ee} = |\beta|^2$ -,,- - ,, - des oberen Zustandes

ρ_{ge} bzw. ρ_{eg} hängt mit der Polarisation $\vec{P}$ des Systems zusammen:

$$\vec{P} = \rho_{ge} \langle g|\vec{D}|e\rangle + \rho_{eg} \langle e|\vec{D}|g\rangle:$$

Definiert man folgende Matrixelemente:

$$\sigma_{ee} = \rho_{ee}, \quad \sigma_{gg} = \rho_{gg}$$
$$\sigma_{ge} = \rho_{ge} \exp -i\omega_L t, \quad \sigma_{eg} = \rho_{eg} \exp +i\omega_L t$$

und einen Vektor $\vec{\Omega}$ mit den Komponenten

$$\Omega_x = -\frac{\mu E_0}{\hbar} = -\Omega_0 \qquad \text{(A-17)}$$

$$\Omega_y = 0 \qquad \text{(A-17b)}$$

$$\Omega_z = \omega_0 - \omega_L \,, \qquad \text{(A-17c)}$$

wobei

$$\Omega_0 = \mu E_0 / \hbar \quad = \text{die Rabi-Frequenz bei exakter Resonanz} \,,$$

so bekommt man aus Gl. A-16 unter Vernachlässigung der schnell-oszillierenden Terme mit der Frequenz $2\omega_L$ die optische Blochgleichung:

$$\dot{\vec{S}}(t) = \vec{\Omega} \times \vec{S} \qquad \text{(A-18)}$$

Die optische Blochgleichung stellt die Bewegungsgleichung eines dreidimensionalen Zwei-Niveau -Zustandsvektors $\vec{S}$ dar, dessen Komponenten als Erwartungswerte eines Vektoroperators $\$$ folgendermaßen definiert sind:

$$\langle \$_z \rangle = (\sigma_{ee} - \sigma_{gg})/2 = S_z \qquad \text{(A-19a)}$$

$$\langle \$_x \rangle = (\langle \$_+ \rangle + \langle \$_- \rangle)/2 = S_x \qquad \text{(A-19b)}$$

$$i\langle \$_y \rangle = (\langle \$_+ \rangle - \langle \$_- \rangle)/2 = iS_y \qquad \text{(A-19c)}$$

$$\text{mit } \langle \$_+ \rangle = \sigma_{eg} \quad \text{und} \quad \langle \$_- \rangle = \sigma_{ge} = \sigma^*_{eg} \qquad \text{(A-19d, e)}$$

Die Operatoren $\$_{x,y,z}$ lassen sich als die Pauli-Spinmatrizen ($\$_{x,y,z} = \sigma_{x,y,z}/2$) identifizieren, wenn man die Wellenfunktion entsprechenderweise durch den Vektor (β , α) darstellt. Wegen seiner Eigenschaften stellt $\vec{S}$ einen fiktiven Spinvektor dar und wird auch der Pseudospinvektor genannt. Die z-Komponente des Pseudospins S_z beschreibt die Besetzungsdichtedifferenz der beiden Zustände. Die (+) und (-) Komponente hängen mit dem induzierten Dipolmoment zusammen.

Der Pseudospinvektor $\vec{S}$ beschreibt eine Nutation um den Vektor des effektiven Feldes $\vec{\Omega}$ mit der Winkelgeschwindigkeit

$$|\Omega| = \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_3^2} = \sqrt{\left(\frac{\mu E_0}{\hbar}\right)^2 + (\omega_0 - \omega_L)^2} \quad ,$$

die auch als die effektive Rabi-Frequenz bekannt ist. Im exakten Resonanzfall ($\Delta = 0$) ist der Vektor $\vec{\Omega}$ der X-Achse parallel, und die Nutationsfrequenz Ω fällt mit der Rabi-Frequenz Ω_0 zusammen.

Die Relaxationseffekte

Der Effekt der Relaxationsprozesse auf das System wird durch die phenomenologisch eingeführte Relaxationszeit τ beschrieben. Gibt man ρ_{gg} bzw. ρ_{ee} einen beliebigen Anfangswert ρ_{go} bzw. ρ_{eo} (mit $\rho_{go} + \rho_{eo} = \rho_{gg} + \rho_{ee} = 1$) und läßt man sie anschließend frei abklingen, so gilt für die beiden Besetzungsdichten eine gemeinsame Abklingzeit τ_1 (= longitudinale Relaxationszeit), mit der sie zurück auf ihre Gleichgewichtsdichten $\rho_{g\infty}$ bzw. $\rho_{e\infty}$ exponentiell relaxieren. Für die nichtdiagonalen Elemente ρ_{eg} und ρ_{ge} gilt im allgemeinen eine andere Relaxationszeit τ_2 (= transversale Relaxationszeit), mit der sie zurück auf den Wert 0 abklingen.

Für eine Strahlungsrelaxation gilt /46/47/:

$$\tau_2 = 2\,\tau_1 \quad \text{mit} \quad 1/\tau_1 = A_{21} = \Gamma_N = 2\,\gamma_N \qquad \text{(A-20)}$$

Mit $\rho_{g\infty} = 1$ und $\rho_{e\infty} = 0$ ergibt sich dann die Bewegungsgleichung für den Pseudospinvektor $\vec{S}$:

$$\langle \dot{S}_{\pm} \rangle = \pm i(\omega_0 - \omega_L) \langle S_{\pm} \rangle \mp i\Omega_x \langle S_z \rangle - \frac{\Gamma_N}{2} \langle S_{\pm} \rangle \qquad \text{(A-21a,b)}$$

$$\langle \dot{S}_z \rangle = +\frac{i}{2}\Omega_x \left(\langle S_- \rangle - \langle S_+ \rangle \right) - \Gamma_N \left(\langle S_z \rangle + 1/2 \right) \qquad \text{(A-21c)}$$

Unter stationärer Anregung oder im Falle, daß der Laserpulsdauer länger ist als die Zeit, die das Atom braucht, um den Strahldurchmesser durchzuqueren, bekommt man als Lösung der Gl. A-21 im Resonanzfall ($\omega_0 = \omega_L$) eine Funktion, deren zeitliches Verhalten in Abb. A-3 dargestellt wird /47/:

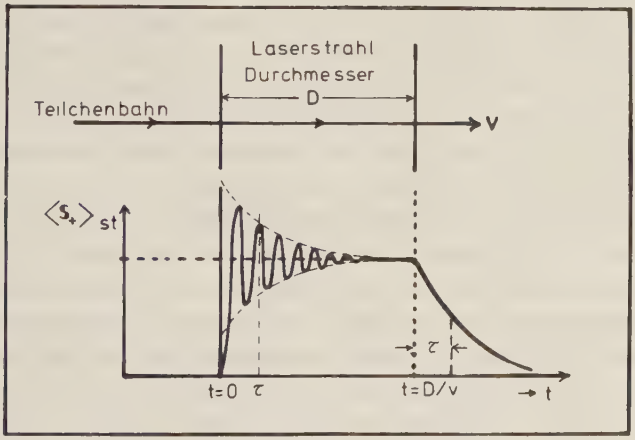


Abb. A-3: Das Zeitverhalten des induzierten Dipolmoments $\langle S_{+(t)} \rangle$.

Der Erwartungswert der Pseudospinkomponente $\langle \$_+ (t) \rangle$, der dem induzierten Dipolmoment des Atoms proportional ist, beschreibt am Anfang der Anregung eine gedämpfte Oszillation mit der Rabi-Frequenz Ω, erreicht nach einer Dauer τ seinen stationären Wert und klingt beim Verlassen des durchstrahlten Volumens mit der gleichen Relaxationszeit wieder ab. In einem reellen Experiment beträgt der Laserstrahldurchmesser $D \sim 0{,}1$ cm und die Strahlungsrelaxationszeit $\tau = 1/A \approx 10^{-8}$s. Die thermische Geschwindigkeit des Atoms (bei einer Temperatur $\sim 10^4$ °K) ist $V_{th} \approx 6.10^5 \text{cm s}^{-1}$. Die Wechselwirkung mit dem Laserstrahl dauert also $T \gtrsim 20.10^{-8}$s. Dies ist viel länger als die Relaxationszeit τ, so daß der Einfluß der transienten Oszillation gegenüber der Gesamtwechselwirkung nicht von Bedeutung sein kann. Aus dieser Tatsache ist deshalb eine monochromatische Frequenzverteilung des Fluoreszenzlichtes zu erwarten, was sich experimentell jedoch als falsch erwiesen hat. Bereits bei kleinen Laserintensitäten treten neben dem Hauptmaximum bei der Resonanzfrequenz ω_0 zwei Nebenmaxima auf, die äquidistant vor ω_0 um eine Rabi-Frequenz entfernt liegen /48/49/. Der Grund für das Auftreten der Satelliten sind die Fluktuationen des Pseudospinvektors infolge der spontanen Übergänge, die durch die Beschreibung mit den Relaxationszeiten τ_1 und τ_2 noch nicht richtig berücksichtigt wurden. Die spontanen Übergänge bewirken nicht nur einen kumulativen Effekt, nämlich die Dämpfung der Oszillation am Anfang der Anregung, sondern sie rufen auch eine permanente Fluktuation des Dipolmoments $S_\pm (t)$ um seinen Mittelwert $\langle \$_\pm (t) \rangle$ hervor /47/:

$$S_\pm(t) = \langle \$_\pm(t) \rangle + \delta S_\pm(t) \qquad \text{(A-22)}$$

Die spektrale Verteilung des Streulichtes ist nicht die Fourier-Transformation vom Mittelwert (= Erwartungswert) des induzierten Dipolmoments $\langle \mathbb{S}_+(t)\rangle\langle \mathbb{S}_-(t')\rangle = |\langle \mathbb{S}_+(t)\rangle|^2$, die dann ein monochromatisches Streuspektrums ergeben würde, sondern die FT der Korrelationsfunktion $\langle \mathbb{S}_+(t)\ \mathbb{S}_-(t')\rangle$, die infolge der Fluktuationen einen zusätzlichen Term erhält:

$$\langle \mathbb{S}_+(t)\ \mathbb{S}_-(t')\rangle = |\langle \mathbb{S}_+(t)\rangle|^2 + \langle \delta\mathbb{S}_+(t)\ \delta\mathbb{S}_-(t')\rangle \qquad \text{(A-23)}$$

Daraus ergibt sich das Streuspektrum:

$$I(\omega) \sim \int_0^T dt \int_0^T dt' \langle \mathbb{S}_+(t)\ \mathbb{S}_-(t')\rangle \exp -i(\omega-\omega_L)(t-t'), \qquad \text{(A-24)}$$

wobei T die Verweilzeit des Atoms im Strahl bedeutet. Das resultierende Streuspektrum besteht dann aus zwei Anteilen, dem elastischen Anteil, der vom Mittelwert des Dipolmoments stammt

$$I_{el} \sim \int_0^T dt \int_0^T dt' |\langle \mathbb{S}_+(t)\rangle|^2 \exp -i(\omega-\omega_L)(t-t') \qquad \text{(A-25a)}$$

und dem inelastischen Anteil, der von den Fluktuationen abgestrahlt wird

$$I_{inel} \sim \int_0^T dt \int_0^T dt' \langle \delta\mathbb{S}_+(t)\ \delta\mathbb{S}_-(t')\rangle \exp -i(\omega-\omega_L)(t-t'). \qquad \text{(A-25b)}$$

Die Berechnung von $\langle \mathbb{S}_+(t)\ \mathbb{S}_-(t')\rangle$ aus der optischen Blochgleichung kann mit verschiedenen Methoden vorgenommen werden /47/50/51/. Für eine starke Resonanzanregung ($\Omega \gg \Gamma$; $\omega_o = \omega_L$) eines Systems mit radiativer Relaxation durch einen monochromatischen Laserstrahl erhält man die spektrale Verteilung /50/:

$$I(\omega) \sim \frac{2}{\Gamma_N^2 + 2\Omega_0^2}\,\pi\Gamma_N\,\delta(\omega-\omega_0) + \frac{1}{2}\,\frac{\Gamma_N/2}{(\Gamma_N/2)^2 + (\omega-\omega_0)^2}$$

$$+ \frac{1}{4}\,\frac{3\Gamma_N/4}{(3\Gamma_N/4)^2 + (\omega-(\omega_0+\Omega_0))^2} +$$

$$\frac{1}{4}\,\frac{3\Gamma_N/4}{(3\Gamma_N/4)^2 + (\omega-(\omega_0-\Omega_0))^2} \qquad \text{(A-26)}$$

Der erste Term des Streuspektrums in Gl. A-26 entspricht dem elastischen Anteil der Gl. A-25a, während die übrigen Terme zum inelastischen Anteil der Gl. A-25b gehören /47/. Die inelastischen Komponenten des Streuspektrums nach der Gl. A-26 stellen die experimentell beobachtete Satelliten-Struktur im richtigen Verhältnis dar. Die frequenzintegrierte Intensität /47/ des Streupektrums zeigt (Abb. A-4), daß bei niedrigen Laserintensitäten die elastischen Komponente linear mit der Laserleistung I, während die inelastischen mit I^2 anwächst. Das letztere kommt dadurch zustande, daß die Besetzung des angeregten Niveaus und infolgedessen auch die Fluktuation mit wachsender Laserleistung zunehmen. Mit höheren Laserintensitäten nimmt jedoch der elastische Streuanteil wieder ab, weil der Mittelwert des induzierten Dipolmoments $\langle \$_+(t) \rangle$ wie auch der der Besetzungsdichte $\langle \$_z(t) \rangle$ infolge der Sättigung gleich Null werden. Dagegen strebt der Mittelwert der Fluktuationen $\langle \delta\$_+(t)\ \delta\$_-(t') \rangle$ einen stationären Wert (= 1/2) /47/ an. Der inelastische Anteil der Streuintensität gerät also bei hohen Laserleistungen in eine Sättigung, während der elastische Anteil verschwindet.

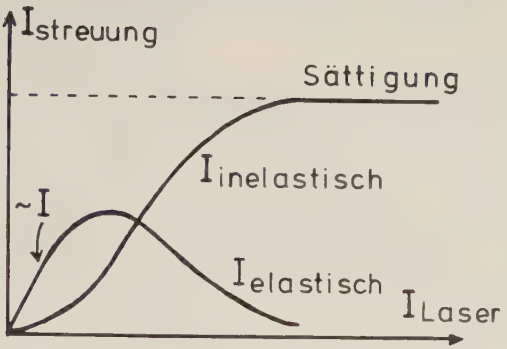


Abb. A-4:

Eine allgemeingültige Behandung der Resonanz- bzw. Nahe-Resonanz-Streuung ($\omega_o \neq \omega_L$) mit Berücksichtigung aller im Experiment (insbesondere im Plasma) auftretenden Effekte gibt es bisher noch nicht. Im folgenden werden aus der Literatur einige Spezialfälle wiedergegeben, um einen Überblick über die verschiedenen Effekte zu gewinnen.

1. Streuung von monochromatischem Strahl am radiativ-gekoppelten Zwei-Niveau-System

Im exakten Resonanzfall ist dieses System bereits diskutiert worden. Eine Erweiterung für Nicht-Resonanz-Fälle wird hier durch das Einsetzen von $\omega_o \neq \omega_L$ bzw. $\Omega_z \neq 0$ berücksichtigt. Charakteristisch für die radiative Kopplung zwischen den beiden Niveaus ist hier wieder: $1/\tau_1 = 2/\tau_2 = A_{21}$ (= Einsteinscher A-Koeffizient). Die spektrale Verteilung des Streulichtes beträgt für eine schwache Anregung /51/:

$$I(\omega) \sim \frac{\Omega^2/4}{(\Delta\omega)^2 + \varkappa^2/4} \left\{ 2\pi\,\delta(\omega-\omega_L) + \frac{\varkappa\,\Omega^2}{((\omega-(\omega_L+\Delta\omega))^2 + \varkappa^2/4)\,((\omega-(\omega_L-\Delta\omega))^2 + \varkappa^2/4} \right. \tag{A-27}$$

mit $\varkappa = A_{21} \gg \Omega$ (schwache Anregung) und $\Delta\omega = (\omega_o - \omega_L)$. Für starke Anregungen (Ω = Rabi-Frequenz $\gg \omega_o, \omega_L$) ergibt sich /51/:

$$I(\omega) \sim 2\pi \frac{(\Delta\omega)^2 + \varkappa^2/4}{\Omega^2} \delta(\omega-\omega_L) + \frac{\varkappa/4}{(\omega-\omega_L)^2 + \varkappa^2/4}$$

$$+ \frac{3\varkappa/16}{(\omega-\omega_L-\Omega)^2 + 9\varkappa^2/16} + \frac{3\varkappa/16}{(\omega-\omega_L+\Omega)^2 + 9\varkappa^2/16} \qquad \text{(A-28)}$$

Wie bei dem exakten Resonanzfall erhält man hier wieder eine Spektralverteilung mit drei Maxima mit dem Unterschied, daß nun das Zentralmaximum (der erste Term in der Gl. A-27 bzw. A-28) an der Stelle der Laserfrequenz ω_L auftritt. Dieser monochromatische "Peak" ist nichts anderes als die wohlbekannte Rayleigh-Streuung und ist physikalisch eine elastische und kohärente Streuung. Der zweite Term in der Gl. A-28, der ebenfalls bei ω_L (hier jedoch spektral-verbreitert) auftritt, ist die inkohärente (quasielastische) Rayleigh-Streuung und gehört im Grunde zum inelastischen Streuanteil. Bei schwacher Anregung (Gl. A-27) ist ihre Intensität vernachlässigbar klein. Der letzte Term der Gl. A-27 und die 3. und 4. Terme der Gl. A-28 sind schließlich die inelastischen Streuanteile, die ebenfalls spektralverbreitert, symmetrisch gegenüber dem Hauptmaximum bei ω_L auftreten. Bei exakter Resonanz stimmt die Gl. A-28 mit der Gl. A-26 überein. Charakteristisch für das radiativ gekoppelte System ist die Symmetrie der Nebenmaxima bezüglich der Laserfrequenz (Hauptmaximum). Weil der Abstand zwischen den Haupt- und Nebenmaxima durch die Rabi-Frequenz vorgegeben ist, stimmt die Frequenzmitte des resonanznächsten Nebenmaximums in allgemeinen mit der Resonanzfrequenz ω_o nicht überein. Darauf wird im nächsten Fall näher eingegangen.

2. Streuung monochromatischer Strahlen am 2-Niveau - System mit Stoßrelaxation

Die monochromatische Fast-Resonanzstreuung mit Stoßrelaxation unter Berücksichtigung der thermischen Besetzung der Niveaus wurde von Mollow /52/ behandelt. Der Unterschied gegenüber dem radiativ gekoppelten Fall besteht im wesentlichen darin, die longitudinale und transversale Relaxationszeiten durch die Stoßrelaxationszeit τ_c zu ersetzen. In /52/ wurde weiterhin angenommen, daß die Stoßrate $\gamma = 1/\tau_c$ viel größer als die radiative Relaxationsrate ist. Obwohl im allgemeinen τ_2 auch kürzer als τ_1 sein kann, wird in vielen Arbeiten in der Bloch-Gleichung Darstellung $\tau_2 = \tau_1 = \tau_c$ eingesetzt. Dies bedeutet aber, daß die elastischen Stöße, die keine Relaxation hervorrufen, die Kohärenz des Systems jedoch zerstören /53/, völlig vernachlässigt werden. Unter den oben genannten Annahmen erhielt Mollow die folgende Spektralverteilung:

$$I(\omega) \sim 2\pi |\alpha_\infty|^2 \, \delta(\omega-\omega_L) + \frac{M_0 - (\omega-\omega_0) N_0}{(\omega-\omega_L)^2 + \gamma^2}$$

$$+ \frac{M_+ - (\omega-\omega_L+\Omega) N_+}{(\omega-\omega_L+\Omega')^2 + \gamma^2} + \frac{M_- - (\omega-\omega_L-\Omega) N_-}{(\omega-\omega_L-\Omega')^2 + \gamma^2} \qquad \text{(A-29)}$$

In der Gl. A-29 sind M_0 , $M_\pm$, N_0 , $N_\pm$, α_∞ Terme, die von den Streuparametern und der thermischen Gleichgewichtsbesetzung abhängig sind, γ die Stoßrate ($\gg A_{21}$), Ω die Rabi-Frequenz bei exakter Resonanz und Ω' die effektive Rabi-Frequenz bei der vorliegenden Frequenzverstimmung $\Delta\omega$, definiert durch

$$\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + \Delta\omega^2} \quad . \qquad \text{(A-29a)}$$

Die Nebenmaxima der Spektralverteilung von Gl. A-29 haben im Vergleich mit dem rein radiativen Fall keine Symmetrie bezüglich des Zentralmaximums bei ω_L. Man erhält jedoch im allgemeinen wieder eine Verteilung mit drei Maxima. Das erste und zweite Glied auf der rechten Seite der Gl. A-29 sind die bereits bekannte kohärente und inkohärente Rayleigh-Streuung. Das dritte und das vierte Glied sind die Nebenmaxima, die sich um eine effektive Rabi-Frequenz Ω' von dem Hauptmaximum entfernt befinden. Die Frequenzmitte des dritten Gliedes ist gegenüber der ungestörten Resonanzfrequenz ω_o um einen kleinen Betrag verschoben. Bei schwacher Anregung ($\Omega \ll \Delta\omega$) gilt

$$\delta = \omega_L + \Omega' - \omega_o = \omega_L - \omega_o + \sqrt{\Omega^2 + (\omega_o - \omega_L)^2}$$

$$\simeq \omega_L - \omega_o + (\omega_o - \omega_L)\,(1 + \Omega^2/(2\Delta\omega)^2)$$

$$\simeq \Omega^2/(2\Delta\omega) \ll \Delta\omega \,. \qquad \text{(A-30)}$$

Die Frequenzverschiebung δ ist also bei schwacher Anregung vernachlässigbar, wächst aber mit der Laserintensität (fast) linear an. Sie ist durch das starke elektrische Feld des Lasers hervorgerufen, das die Energieniveaus der beiden Zustände verschiebt (HF-Starkeffekt /50/). Bei starker Anregung nähert sich δ der Rabi-Frequenz Ω an, wie es bereits im exakten Resonanzfall bekannt ist. Die Frequenzverschiebung durch den HF-Starkeffekt wird in manchen Literaturen auch als "light shift" bezeichnet /47/.

Das Auftreten der Nebenmaxima bei $\omega = \omega_L \pm \Omega'$ kann mit Hilfe der Abb. A-5 veranschaulicht werden: 1 und 2 sind die durch den HF-Starkeffekt gestörten Energieniveaus, während 1', 2' und 2" virtuelle Energieniveaus darstellen. Die Anregung eines Atomensembles erfolgt

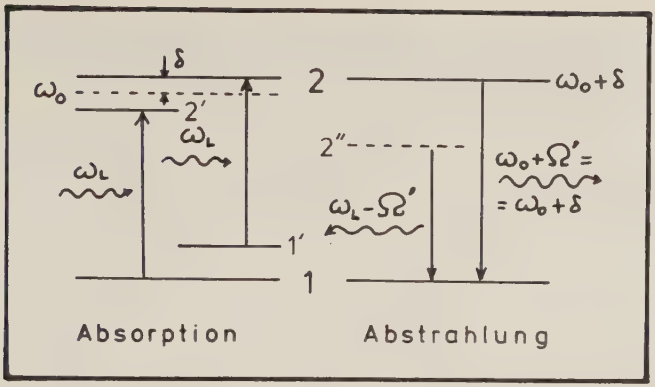


Abb. A-5: a) Anregung durch Absorption von 2 Photonen der Energie $2\hbar\omega_L$.
b) Abregung durch Abstrahlung zweier Photonen mit der Energie $\hbar(\omega_L \pm \Omega')$.

durch die Absorption zweier Photonen der Frequenz ω_L mit der Gesamtenergie $2\hbar\omega_L$. Das angeregte Atom strahlt anschließend ein Photon mit der vom Laserstrahl gestörten Energie $\Delta E = \hbar(\omega_L + \Omega')$ wieder ab. Der Energieerhaltungsatz erzwingt jedoch die Abstrahlung eines zweiten Photons der Energie $2\hbar\omega_L - \hbar(\omega_L + \Omega') = \hbar(\omega_L - \Omega')$, deren Frequenz $(\omega_L - \Omega')$ gegenüber der des ersten Photons symmetrisch bezüglich der Laserfrequenz liegt. Im Gegensatz zum radiativ gekoppelten System treten hier die beiden Nebenmaxima mit unterschiedlichen Intensitäten auf. Unter schwacher Anregung verschwindet sogar das Nebenmaximum der Drei-Photonen-Streuung bei $(\omega_L - \Omega')$ /52/. Die Unsymmetrie kann so interpretiert werden, daß neben dem oben beschriebenen Emissionsprozeß noch die ungepaarte unelastische Streuung einen Beitrag liefert, bei der die überschüssige Energie $\hbar(\omega_L - (\omega_o + \delta))$ bzw. der benötigte Energiefehlbetrag $\hbar((\omega_o + \delta) - \omega_L)$ von einem stoßenden Teilchen abgenommen bzw. geliefert wird /54/.

5. Streuung schwacher monochromatischer Laserstrahlung am Zwei-Niveau -System mit Berücksichtigung nichtrelaxierender Stöße

Finden neben relaxierenden Prozessen auch solche Stöße statt, die keine Änderung der Besetzungsdichte hervorrufen, die Kohärenz des Systems jedoch zerstören (wie z.B. die elastischen Elektron-Atom-Stöße im Plasma), so wird die transversale Relaxationszeit kürzer als die longitudinale /53/. Ein derartiger Fall wurde in den Arbeiten von Huber /55,56/ für schwache Anregungen behandelt. Ausgangspunkt seiner Abhandlungen ist jedoch nicht die optische Blochgleichung, sondern der Kramers-Heisenbergsche Wirkungsquerschnitt für die bipolare Streuung monochromatischer Strahlung, die in modifizierter Form als die Fouriertransformation der Dipolmoment-Korrelationsfunktion geschrieben werden kann /55/:

$$\frac{d^2\sigma(\omega_L)}{d\Omega\, d\omega} = \frac{\omega_L \omega^3}{2\pi c^4} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{i\omega t\} \left\langle \mathfrak{P}^+_{fi} \quad \mathfrak{P}_{fi}(t) \right\rangle dt \qquad \text{(A-31)}$$

In der Gl. A-31 ist

$\mathfrak{P}_{fi}$ der Operator für die induzierte Dipolmomentkomponente in Richtung der Polarisation des gestreuten Photons bei einer monochromatischen Anregung durch ein elektrisches Feld von einer Einheitsstärke:

$$\mathfrak{P}_{fi} = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\mathfrak{d}_{f,i}(t) \right] \exp\{-i\omega_L t + \varepsilon t'\}\, dt' \,. \qquad \text{(A-32)}$$

wobei:

$\mathfrak{d}_{f,i}$ - Komponente des Dipolmomentoperators in der Polarisationsrichtung des gestreuten (Index f) bzw. einfallenden Photons (Index i)

$\mathcal{d}_{f,i}(t)$ = exp i $\mathcal{H}$ t/$\hbar$ $\mathcal{d}_{fi}$ exp -i $\mathcal{H}$ t/$\hbar$

= (zeitabhängiger) Dipolmomentoperator bezüglich des einfallenden (i) bzw. gestreuten (f) Photons (Heisenbergsche Darstellung)

$\langle\!\langle \ldots \rangle\!\rangle$ bedeutet eine Mittelung über den Ausgangszustand des Systems

$\epsilon \to 0^+$ sorgt für das langsame Einsetzen des Feldes,

und

$$\mathcal{P}_{fi}(t) = \exp -i\,\omega_L t \quad \exp i\,\mathcal{H}\,t/\hbar \quad \mathcal{P}_{fi} \exp -i\,\mathcal{H}\,t/\hbar\,.$$

In der Pseudospindarstellung des Zwei-Niveau -Systems läßt sich der Operator für das Dipolmoment bezüglich des einfallenden bzw. gestreuten Photons $\mathcal{d}_{i,f}(t)$ durch $\alpha_{i,f}\, \mathcal{S}_{\pm}(t)$ darstellen, wobei $\mathcal{S}_{+,-}(t)$ der Pseudospinoperator und $\alpha_{i,f}$ das Dipolmatrixelement von $\mathcal{d}_{i,f}$ sind /55/. Der induzierte Dipolmomentoperator $\mathcal{P}_{fi}$ wird dann:

$$\mathcal{P}_{fi} = \frac{i}{\hbar}\,\alpha_i\,\alpha_f \int_{-\infty}^{0} \left[\mathcal{S}_-, \mathcal{S}_+(t'')\right] \exp(-i\,\omega_L t'' + \epsilon t'')\, dt'' \qquad \text{(A-33)}$$

Wie im vorangegangenen Abschnitt läßt sich hier der ungestörte Hamiltonoperator als $\hbar\omega_o \mathcal{S}_z$ darstellen. Wirkt auf das System eine Störung $\hbar\,\delta\omega_o(t)$, die keine Relaxation hervorruft, so läßt sie sich in den diagonalen Teil des Hamiltonoperators einordnen:

$$\mathcal{H} = \hbar\,(\,\omega_o + \delta\omega_o(t)\,)\,\mathcal{S}_z \qquad \text{(A-34)}$$

Im Gegensatz zum Hamiltonoperator der optischen Blochgleichung fehlen in der Gl. A-34 die nicht-diagonalen Laser WW-Terme. Dies bedeutet, daß es hier nur um eine schwache Anregung handelt. Es gilt ferner $[\mathcal{H}, \mathcal{S}_z] = 0$, was auf die nicht relaxierende Eigenschaft der Störung hinweist. Eine derartige Störung bewirken z.B. die elastischen Elektronenstöße, die im Plasma auch die stoß-

induzierte Starkverbreiterung hervorrufen. Die zeitliche Entwicklung des induzierten Dipolmoments $S_{\pm}(t)$ wird wie üblich durch die Bewegungsgleichung des Operators gegeben:

$$i\,h\,\dot{S}_{\pm} = \left[H\,,\; S_{\pm} \right] \qquad \text{(A-35)}$$

Die Integration ergibt:

$$S_{\pm}(t) = \pm S_{\pm}(o)\, \exp\left[i\omega_o t + i\int_o^t \delta\omega_o(t')\,dt' \right] \qquad \text{(A-36)}$$

Mit Hilfe der Vertauschungsrelation $\left[S_+ \,,\; S_- \right] = 2\,S_z$ und infolgedessen

$$\left[S_-(t),\, S_+(t+t') \right] = -2\,S_z \exp\left(i\omega_o t' + i\int_t^{t+t'} \delta\omega_o(\bar{t})\,d\bar{t}\right) \qquad \text{(A-37)}$$

läßt sich die zeitliche Entwicklung des induzierten Dipolmomentoperator in Gl. A-33 folgendermaßen beschreiben:

$$P_{fi(t)} = -2\,\frac{i}{\hbar}\,\alpha_i\,\alpha_f\,S_z(t)\exp(-i\omega_L t)$$

$$\left[\!\!\left[\int_{-\infty}^{o} dt' \exp\left(i(\omega_o-\omega_L)t' - \gamma_D|t'|\right)\cdot \right.\right.$$

$$\left.\left. \cdot \exp\, i\int_t^{t+t'} \delta\omega_o(\bar{t})\,d\bar{t} \right]\!\!\right] \qquad \text{(A-38)}$$

In der Gl. A-38 wurden die Relaxationseffekte, die die mittlere Besetzungsdichte auf ihre Gleichgewichtsverteilung zurücktreiben, bereits phänomenologisch eingeführt, d.h. durch das Einsetzen von $(i\omega_o t' - \gamma_D|t'|)$ anstelle von $(i\omega_o t)$. Der Dämpfungsterm γ_D entspricht bei radiativer Relaxation der natürlichen Dämpfung $\gamma_N (= A/2)$, im Falle der Stoßrelaxation der Stoßrate γ_I (oder, genauer, $\gamma_I + \gamma_N$) /56/. Mit (A-38) wird die Gl.A-31:

$$\frac{d^2\sigma(\omega_L)}{d\Omega\; d\omega} = \frac{2|\alpha_i|^2|\alpha_f|^2\,\omega_L\omega^3}{\pi\,\hbar^2\,c^4}\int_{-\infty}^{+\infty} dt\, \exp\left[i(\omega-\omega_L)t\right]\langle S_z S_z(t)\rangle\,.$$

$$\cdot\int_{-\infty}^{0} dt'' \int_{-\infty}^{0} dt' \exp\left[i(\omega_o-\omega_L)\,(t'-t'') - \gamma_D\,(|t'|+|t''|)\right] \times$$
$$\left[\!\left[\exp\left(-i\int_{0}^{t''}\delta\omega_o(\bar{t})\,d\bar{t} + i\int_{t}^{t+t'}\delta\omega_o(\bar{t})\,d\bar{t}\right)\right]\!\right] \qquad \text{(A-39)}$$

Es ist bekannt, daß für ein Zwei-Niveau -System mit Relaxation die Besetzungsdichte $(S_z(t) - \langle \$_z \rangle)$ mit der longitudinalen Relaxationszeit τ_1 (= 1/A) gegen Null exponentiell abklingt. In diesem Fall läßt sich $\langle \$_z \; \$_z(t) \rangle$ in Gl. A-39 näherungsweise schreiben als /55/:

$$\langle \$_z \; \$_z(t) \rangle \simeq (\langle \$_z^2 \rangle - \langle \$_z \rangle^2) \exp - |t|/\tau + \langle \$_z \rangle^2 \qquad \text{(A-40)}$$

Für hinreichend niedrige Temperaturen, wobei nur das untere Niveau besetzt ist, gilt /56/ $\langle \$_z^2 \rangle - \langle \$_z \rangle^2 = 0$ bzw. $\langle \$_z \rangle^2 = 1/4$. Mit diesen Werten lautet dann die Gl. A-39:

$$\frac{d^2\sigma(\omega_L)}{d\Omega\, d\omega} = \frac{2|\alpha_i|^2 |\alpha_f|^2 \omega_L \omega^3}{\hbar^2 c^4} \frac{1}{4}\int_{-\infty}^{\infty} dt \left(\exp i(\omega-\omega_L)t \right.$$
$$\left. \int_{-\infty}^{0} dt'' \int_{-\infty}^{0} dt' \exp\; i(\omega_o-\omega_L)(t'-t'') - \gamma_D(|t'|+|t''|)\,[\![\ \ldots\ ]\!] \right) \qquad \text{(A-41)}$$

Der Term $[\![\ldots\ldots]\!]$ in Gl. A-38/39 ist eine Mittelung über die statistische Verteilung der Störung $\delta\omega_o$. In /56/ erhielt Huber das Ergebnis:

$$[\![\ldots]\!] = \exp\left[i\,\Delta_c(t'-t") - \gamma_c\,(|t'|+|t''|-|t+t'-t''|+|t|-|t'+t|-|t"-t|)\right], \qquad \text{(A-42)}$$

wobei γ_c = die (halbe) Linienbreite bezüglich der elastischen Stöße

und Δ_c = die durch die Stöße hervorgerufene Frequenzverschiebung sind.

Im Falle der elastischen Elektronenstöße entspricht γ_c bzw. Δ_c der Stark-Verbreiterung bzw. -Verschiebung. Mit der Gl. A-42 ergibt sich nun aus (A-41) für einen rein radiativen Relaxationsfall:

$$\frac{d^2\sigma(\omega_L)}{d\Omega\, d\omega} = \frac{\omega_L \omega^3 |\alpha_i|^2 |\alpha_f|^2}{\hbar^2 c^4 ((\omega_L-\omega_o-\Delta_c)^2+(\gamma_c+\gamma_N)^2)} \left[\delta(\omega-\omega_L) + \frac{\gamma_c}{\gamma_N} \frac{(\gamma_c+\gamma_N)/\pi}{(\omega-\omega_o-\Delta_c)^2+(\gamma_c+\gamma_N)^2}\right] \quad \text{(A-43)}$$

In Anwesenheit einer Stoßrelaxation ist γ_N durch $\gamma_D = \gamma_N + \gamma_I$ zu ersetzen.
Der Querschnitt in der Gl. A-43 unterscheidet sich von der Mollowschen Formel im vorigen Abschnitt (Vernachlässigung der elastischen Stöße) in dem Faktor γ_c / γ_N vor dem Fluoreszenzterm. Für eine schwache Anregung und niedrige Temperatur ergibt sich aus der Mollowschen Formel (Gl. A-29):

$$I(\omega) \sim \frac{\pi\Omega^2/2}{(\omega_L-\omega_o)^2+\gamma^2} \left[\delta(\omega-\omega_L) + \frac{\gamma/\pi}{(\omega-\omega_o)^2+\gamma^2}\right] , \quad \text{(A-44)}$$

wobei Ω = die Rabi-Frequenz in exakter Resonanz und
γ = die inelastische Stoßrate γ_I, oder genauer $\gamma = \gamma_D = \gamma_I + \gamma_N$ sind.

Während nach der obigen Gleichung die spektral-integrierte Fluoreszenz gleich dem kohärenten Rayleigh-Anteil ist, ist sie in Gl. A-43 um einen Faktor γ_c / γ_N größer. Die

Hubersche Formel ergibt also eine starke Abhängigkeit der Fluoreszenz von der elastischen Stoßrate γ_c, die sich recht gut /55/ begründen läßt. Geht man aus der Einteilchen- in die Mehrteilchen-Dichtematrix über, so beträgt das nicht-diagonale Element für N Teilchen, die untereinander nicht wechselwirken:

$$\rho_{ge} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \alpha_n^* \beta_n = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \left| \rho_{ge}^{(n)} \right| \exp i \phi_{ge} \quad , \text{(A-45)}$$

mit ϕ_{ge} = Phasendifferenz zw. α und β.

Für ein System im thermischen Gleichgewicht ist $\rho_{ge} = 0$, weil die Koeffizienten α und β Phasenfaktoren enthalten, die infolge der inkohärenten An- und Abregungsprozesse statistisch willkürlich verteilt sind. Die nicht-diagonalen Elemente der Dichtematrix stellen somit ein Maß für die Kohärenz des Systems dar, dessen Relaxation bekanntlich durch die transversale Relaxationszeit τ_2 gegeben ist. Durch die elastischen Stöße wird nun $\tau_2 = 1/2\ \gamma_c$ kürzer als das longitudinale $\tau_1 = 1/2\ \gamma_N$. Dies bedeutet, daß die Kohärenz des Systems nicht nur durch die Relaxationsstöße zerstört wird, sondern hauptsächlich durch die elastischen Stöße, deren Rate hier viel größer als die Relaxationsrate angenommen wurde /55/. Man kann in diesem Fall zeigen, daß das Verhältnis der Anzahl inkohärenter Atome zu der der kohärenten genau γ_c / γ_N beträgt, was auch dem Intensitätenverhältnis entspricht.

Der Effekt der Atombewegung auf das Streuspektrum

Befindet sich ein Streuteilchen mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ in Bewegung, so weist ein Laserstrahl der Frequenz ω_L im Ruhesystem des Teilchens infolge des Dopplereffektes die Frequenz $\omega = \omega_L - \vec{k}_i \cdot \vec{v}$ auf. Das Absorptions-

dipolmoment $\vec{d}_i = \alpha_i S_+$ hat dann die Zeitabhängigkeit $\exp -(\omega_L - \vec{k}_i \vec{v})\cdot t$. Analogerweise trägt das Emissionsdipolmoment die Zeitabhängigkeit $\exp -(\omega_L + \vec{k}_f \vec{v})\cdot t$. Eingesetzt in die Gln. (A-33) und (A-38) liefert der Dopplereffekt im Streuquerschnitt von Gl. (A-31) den Faktor

$$\langle\langle F(\vec{v})\rangle\rangle = \langle\langle \exp\ i\,\vec{k}_i \vec{v}\,(t+t'-t'') - i.\vec{k}_f \vec{v} t \rangle\rangle , \qquad \text{(A-46)}$$

wobei die Mittelung über die Anfangszustände des Teilchenensembles für ein Zwei-Niveau-System auf eine Mittelung über die Geschwindigkeitsverteilung der Streuteilchen sich reduziert. Für eine Maxwellsche Verteilung ergibt sich nach einer direkten Rechnung:

$$\langle\langle F(\vec{v})\rangle\rangle = \exp\ -\frac{k^2 KT}{2m}\Big[\, t^2 + (t'+t-t'')^2 - 2\cos\Theta\,(t^2+tt'-tt'')\Big] , \qquad \text{(A-47)}$$

mit Θ = Winkel zwischen der Einfalls- und Streurichtung,
K = Boltzmann-Konstante und
m = Masse des Streuteilchens.

Setzt man die Gl. (A-47) in die Gl. (A-41) ein, so ergibt sich:

$$I(\omega) \sim \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp i(\omega-\omega_L)t \int_{-\infty}^{0} dt' \int_{-\infty}^{0} dt'' \exp -\left[\left(\frac{k^2 KT}{2m}\right)\cdot (t^2+(t+t'-t'')^2 - 2\cos\Theta\,(t^2+tt'-tt'')\right] \cdot$$
$$\exp i(\omega_o + \Delta_c - \omega)(t'-t'') \exp -(\gamma_N+\gamma_c)(|t'|+|t''|)$$
$$\exp -\gamma_c(\,|t+t'-t''|+|t|-|t'+t|-|t''-t|\,) . \qquad \text{(A-48)}$$

Mit der Gl. A-48 kann man das Streuspektrum eines durch elastische Stöße gestörten Zwei-Niveau-Systems mit Berücksichtigung der Bewegung der Streuzentren für schwache monochromatische Anregung numerisch berechnen. Im Prinzip läßt sich dieses Rechenverfahren auch anwenden, wenn die Atome eine beliebige, nicht Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung aufweisen. In diesem Fall

braucht man lediglich die Mittelung in Gl. A-46 über die spezielle Geschwindigkeitsverteilung durchführen.

4. Die Anregung durch einen breitbandigen Laser

Die einfachste Darstellung eines Laserstrahles mit einer Frequenzbreite Δ ist eine monochromatische Lichtwelle der Frequenz ω_L, deren Phase mit einem mittleren Zeitabstand von τ_c willkürlich unterbrochen wird. Die Spektralverteilung einer derartigen Lichtwelle ist eine Lorentzfunktion mit der Breite

$$\Delta = 1 / \tau_c \quad . \tag{A-49}$$

Dieser Zusammenhang wird in vielen Modellen /47/57/58/ auch beibehalten. Im rotierenden Koordinatensystem des Pseudospinvektors $\vec{S}$ entspricht dies einer Fluktuation des Feldvektors $\vec{\Omega}$. Im Resonanzfall ($\Omega_z = \omega_o - \omega_L = 0$) ruft die Fluktuation in der Phase oder Frequenz eine kleine Fluktuation der z-Komponente des Feldvektors $\delta\Omega_z(t)$ hervor, deren Betrag der Laserbandbreite entspricht /57/. Analogerweise ruft die Amplitudenfluktuation eine Fluktuation der x-Komponente des Feldvektors hervor. Da die Position des Feldvektors sich mit einem mittleren Zeitabstand von τ_c sprunghaft ändert, kann sie in bestimmten Fällen von dem Pseudospinvektor $\vec{S}$ mit seiner Nutationsbewegung nicht verfolgt werden /47/. Gemäß der optischen Blochgleichung (Gl. A-18) stellt der Betrag des Feldvektors $|\vec{\Omega}|$ ein Maß für die Nutationsgeschwindigkeit dar, das mit einer charakteristischen Pumpzeit T_p in Zusammenhang gebracht werden kann:

$$1/T_p = \Omega_o \text{(Resonanzfall)} \tag{A-50}$$

Eine schwache Anregung entspricht also einer niedrigen Rabi-Frequenz bzw. einer langen Pumpzeit T_p. Das Verhalten des Pseudospinvektors S ist dann durch das Verhältnis der Pumpzeit T_p zu der Korrelationszeit des Lasers τ_c (Gl. A-49) vorgegeben. Man kann den Fall in zwei Bereiche unterteilen /47/:

(1) $\underline{\tau_c \gg T_p}$: Dies entspricht einer starken Anregung, die bei exakter Resonanz auch mit einem schwachen Laser erreicht werden kann. Das resultierende Streuspektrum hängt stark von der Mikrostruktur des Lasermodes ab /57/.

(2) $\underline{T_p > \tau_c}$: Dieser Fall entspricht einer schwachen Anregung bei exakter Resonanz oder auch einer Anregung durch starken Laser mit einer großen Frequenzverstimmung. Da hier die charakteristische Pumpzeit T_p länger als die Kohärenzzeit τ_c des Lasers ist, findet eine Nutation von S um den Feldvektor nicht statt. Die "gedämpfte" Blochgleichung (Gl. A-21) ist daher für die Beschreibung des Systems nicht mehr anwendbar. Es wurde in /47/ gezeigt, daß in diesem Fall die Blochgleichung in eine Art Ratengleichung übergeht, die für den Pseudospinvektor $\vec{S}$ im Falle einer **Strahlungsrelaxation** folgendermaßen lautet:

$$\frac{d\langle \mathbf{s}_z \rangle}{dt} = -\Gamma_N \left(\langle \mathbf{s}_z \rangle + 1/2 \right) - \frac{2}{T_p} \langle \mathbf{s}_z \rangle \qquad \text{(A-51a)}$$

$$\frac{d\langle \mathbf{s}_\pm \rangle}{dt} = -\left(\Gamma_N/2 + 1/T_p \right) \langle \mathbf{s}_\pm \rangle \pm i(\omega_o - 2\Delta\hat{E}/\hbar) \langle \mathbf{s}_\pm \rangle \qquad \text{(A-51b,c)}$$

Der Unterschied gegenüber der Blochgleichung liegt im wesentlichen darin, daß die Bewegungsgleichungen der Pseudospinkomponenten voneinander entkoppelt sind. Physikalisch gesehen ist nun τ_c zu kurz für σ_{eg}, um sich bis zu einer merklichen Größe zu entwickeln /47/.
Die Bedingung für die Ratengleichung ist eine lange Pumpzeit T_p, die in exakter Resonanz nur bei sehr schwacher Laserintensität zustandekommt. Eine lange Pumpzeit bekommt man allerdings auch bei hoher Laserintensität, wenn die Laserfrequenz weit genug von der Resonanzfrequenz liegt. Für den allgemeinen Fall gelten für das Ratengleichungssystem die folgenden Definitionen:

$$1/2\ T_p = \pi\ I\ (\omega_o)\ \mu^2\ /\ \hbar^2 \qquad \text{(A-52)}$$

$$2\ \Delta\hat{E}/\hbar = \frac{2\mu^2}{\hbar^2}\mathcal{P}\int \frac{I\ (\omega)}{(\omega-\omega_o)}\ d\omega\ (\mathcal{P} = \text{"principal value"}) \qquad \text{(A-53)}$$

In der Gl. A-52 ist T_p die effektive Pumpzeit des Atomensembles durch den Laserstrahl. Sie gibt den mittleren Zeitabstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Photon-Absorptionen an /47/ und stellt somit ein Maß für die Wechselwirkung zwischen dem System und dem Laserstrahl dar. Die Größe $-2\Delta\hat{E}/h$ ist die Verschiebung der Resonanzfrequenz des Systems unter der Einwirkung des Laserfeldes und ist deshalb auch als die HF-Starkverschiebung bekannt. Sie stellt die Verallgemeinerung der HF-Starkverschiebung für eine breitbandige Anregung im Nicht-Resonanzfall dar.
Stimmt die Laserfrequenz ω_L mit der Resonanzfrequenz ω_o nicht überein, wird die effektive Pumpzeit T_p, selbst bei starken Lasern, rasch länger, was einer schwachen Laser-System-Wechselwirkung entspricht. Dieser Fall wurde in /47/ für ein radiativ gekoppeltes System behandelt

und führte zu dem Ergebnis, daß der inelastische Anteil des Streuspektrums eine Lorentzfunktion aufweist, deren Breite von der Wechselwirkungsstärke $1/T_p$ abhängt:

$$I_{inel.}(\omega) \sim \frac{1/2\ T_p}{\left[\omega - (\omega_o - 2\Delta\hat{E}/\hbar)\right]^2 + (\Gamma_N/2 + 1/T_p)^2} \qquad \text{(A-54)}$$

Aus der Ratengleichungsnäherung ergibt sich nach einfacher, in /47/ angegebener Rechenmethode wegen $\langle S_+ \rangle_{st} \approx 0$

$$I_{el}(\omega) \sim |\langle S_+ \rangle_{st}|^2 \longrightarrow 0 .$$

Dieses Resultat muß jedoch als eine Näherungslösung betrachtet werden, wenn man sie mit dem Ergebnis in /58/ vergleicht, das ohne Ratengleichungsnäherung gewonnen wurde. Das letztere ist in Abb. A-6a und b für verschiedenen Laserstärke, Frequenzverstimmung Θ und Bandbreite dargestellt.

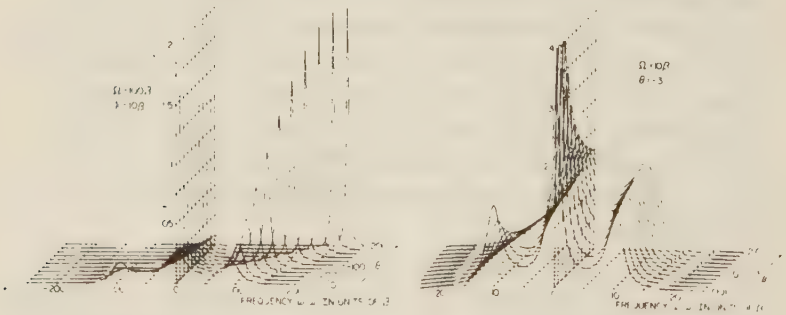


Abb. A-6a: (aus/58/) Ω = 100 ß (Rabi-Frequenz); θ = 0-200 (Freq.-Verstimmung); λ = 10 ß (Bandbreite)

Abb. A-6b: (aus/58/) $\Omega = 10\ \beta$; $\Theta = -3$; $\beta = A/2$; $\Theta = (\delta + \omega_L - \omega_o)/\beta$; δ = Frequenzverschiebung

Aus dem Vergleich der verschiedenen Ergebnisse läßt sich der Effekt der Laserbandbreite folgendermaßen zusammenfassen:

1) Die endliche Breite des Lasers bewirkt eine Erhöhung der Fluoreszenz bzw. eine Abschwächung des Rayleigh-Peaks. Dadurch ist die Symmetrie der Nebenmaxima bezüglich der Laserfrequenz gestört. Die Unsymmetrie nimmt mit der Laserbreite zu (Abb. A-6b).

2) Mit wachsender Frequenzverstimmung nimmt die HF-Starkverschiebung ab, selbst bei hoher Laserintensität. Diese Tatsache wurde in /59/ experimentell bestätigt.

3) Bei großer Frequenzverstimmung ist die Breite des Fluoreszenzpeaks, in Übereinstimmung mit der Gl. A-54, kleiner als die Laserbandbreite (Abb. A-6a). Nach der Gleichung A-54 ist sie nur ein wenig breiter als die natürliche Linienbreite. Dies ist verständlich, weil die Fluoreszenzmaxima, die durch die verschiedenen Frequenzkomponenten des Lasers hervorgerufen sind, wegen der kleinen HF-Starkverschiebung nur ein wenig von der Resonanzfrequenz verschoben erscheinen.

Abschätzung der experimentellen Bedingungen

Die Gleichungen A-52 und A-53 sind auch für gepulste Laser anwendbar (T_p, $\Delta E \rightarrow$ Funktionen von t), vorausgesetzt /47/, daß die zeitliche Änderung der beiden Größen sich langsamer als τ_c vollzieht. Unter der Annahme einer gaußschen Verteilung der Laserfrequenz:

$$dI_L(\omega) \simeq \frac{I_o}{D\sqrt{\pi}} \exp\ -(\omega-\omega_L)^2/D^2 \quad d\omega, \qquad \text{(A-55)}$$

wobei D die halbe 1/e-Breite des Laserspektrums bedeutet, ergibt sich aus den Gleichungen A-52 und A-53:

$$2/T_p = \frac{\Omega_o^2 \, 2\pi \, \epsilon_o c}{D\sqrt{\pi}} \exp - \Delta^2 / D^2 \qquad \text{(A-56)}$$

$$\frac{2\,\Delta\hat{E}}{\hbar} = \frac{\Omega_o^2 \, 2\,\epsilon_o c}{D} \left[\exp - \left(\frac{\Delta}{D}\right)^2 \int_0^{\Delta/D} \exp S^2 \, dS \right] \qquad \text{(A-57)}$$

mit $\Delta = \omega_o - \omega_L$ = Frequenzverstimmung

Ω_o = Rabi-Frequenz bei exakter Resonanz

$\epsilon_o = 1/36\,\pi \cdot 10^9 \left[C^2/N\,m^2 \right]$ = Influenzkonstante.

Mit Hilfe der Gleichungen A-56 und A-57 lassen sich nun die wichtigsten Parameter des vorliegenden Streuexperiments abschätzen (Tabelle A-1a,b).

Tabelle A-1a:

Laserleistung	$I_o = \epsilon_o c \, E_o^2 / 2$	~ 15 kW/πr^2
Strahldurchmesser	(am Streuort) 2r	$3 \cdot 10^{-3}$ m
Übergangs-dipolmoment	$\mu = \left(\frac{3\pi\epsilon_o g_2 \hbar c^3 \bar{A}_{21}}{g_1 \omega_o^3} \right)^{1/2}$	$2{,}9 \cdot 10^{-29}$ Cm
Rabi-Frequenz	$\Omega_o = \mu \, E_o / \hbar$	350 GHz
A-Koeffizient ($3^3D - 2^3P$)	$\bar{A} = \frac{1}{15} \sum_{J=1}^{3} (2J+1) A_J$	$0{,}706 \cdot 10^8 s^{-1}$
Laserbandbreite	$\Delta\omega_c = 2\pi / \tau_c$ (=2 HHWB)	50 GHz

Tabelle A-1b:	Resonanzfall $\Delta = \omega_o - \omega_L = 0$	Nicht-Resonanzfall $\Delta \approx 100$ GHz ($\approx 0{,}2$ Å)
Halbe 1/e-Breite $D = HHWB/2\sqrt{\ln 2}$	30 GHz	30 GHz
Korrelationszeit τ_c	10^{-10} Sek.	10^{-10} Sek.
effektive Pumpzeit ($= T_p$)	$5 \cdot 10^{-11}$ Sek. ($T_p < \tau_c$)	$3 \cdot 10^{-6}$ Sek. ($T_p \gg \tau_c$)
HF-Starkverschiebung	max. 3,5 GHz ($\approx 0{,}07$ Å) (nach Gl.A-56)	max 3,5 GHz ($\approx 7 \cdot 10^{-3}$ Å) (nach Gl.A-57)

In der Tabelle ist deutlich zu sehen, daß zwischen der Resonanz- und Nichtresonanz-Streuung ein großer Unterschied besteht. Weil bei einem gepulsten Laser die Rabi-Frequenz sich zeitlich ändert, bekommt man im Resonanzfall kein vernünftig interpretierbares Streuspektrum. Dagegen erhält man im Nichtresonanzfall, weil es hier um eine schwache Anregung handelt, einen elastischen Anteil an der Stelle ω_L und die nicht elastischen Anteile, von denen nur die Resonanzfloureszenz von Bedeutung ist. Da die HF-Starkverschiebung auch recht klein ist, hängt die Frequenzmitte der beiden Maxima kaum von $E_o(t)$ ab, so daß hier ein gut interpretierbares Streupektrum zustande gebracht werden kann.

Ein Vergleich der in diesem Experiment gemessenen Streuspektren mit der berechneten Spektralverteilung in Abb. A-6a,b ist wegen der Abwesenheit der Stoßrelaxation und der elastischen Elektronenstöße in der theoretischen Berechnung in /58/ nicht durchführbar. Dagegen ist ein Vergleich mit der Huberschen Theorie realisierbar.

ANHANG B: Die Aufspaltung der Feinstruktur der He I-5876 Å Linie im Magnetfeld

Die Feinstruktur eines Heliumatoms ist durch verschiedenartige Kopplungen und Wechselwirkungen zwischen den zwei Elektronen hervorgerufen. Der Hamilton-Operator des Systems in Abwesenheit eines Magnetfeldes läßt sich in folgender Form darstellen:

$$\mathbb{H} = \mathbb{H}_o + \mathbb{H}_f \,, \qquad \text{(B-1)}$$

wobei $\mathbb{H}_o$ der ungestörte Hamilton-Operator des Systems und $\mathbb{H}_f$ die Wechselwirkungsenergie sind.

Im Falle einer L-S Kopplung läßt sich $\mathbb{H}_f$ schreiben als (/63/ S. 219):

$$\mathbb{H}_f = a\ \vec{\mathbb{L}} \cdot \vec{\mathbb{S}} = \frac{a}{2}\left(\mathbb{J}^2 - \mathbb{L}^2 - \mathbb{S}^2\right), \qquad \text{(B-2)}$$

mit $\mathbb{L} = \sum_i \boldsymbol{\ell}_i$ = Operator für den Gesamtbahndrehimpuls

$\mathbb{S} = \sum_j \boldsymbol{s}_j$ = --- ,, ---- Gesamtspindrehimpuls.

Der Hamilton-Operator (B-1) kommutiert mit dem totalen Drehimpulsoperator $\vec{\mathbb{J}} = \vec{\mathbb{L}} + \vec{\mathbb{S}}$ (/64/ S. 194). In Abwesenheit eines äußeren Magnetfeldes ist daher J eine Erhaltungsgröße (= gute Quantenzahl) und der Hamilton-Operator in der LSJM-Darstellung diagonal. Obwohl für Helium die Form (B-2) nicht exakt gilt /62; S. 219/, ist $\mathbb{H}_f$ trotzdem in der genannten Darstellung diagonal.

Die Feinstrukturniveaus sind in den magnetischen Quantenzahlen M entartet. Durch ein von außen angelegtes Magnetfeld wird diese Entartung aufgehoben, und zwar durch die Wechselwirkung zwischen dem Magnetfeld und dem magnetischen Dipolmoment des Atoms. Das letztere ist durch

die Bahn- und Spinbewegung der Elektronen hervorgerufen. Die resultierende Wechselwirkungsenergie ist:

$$\mathbb{H}_m = \mu_o \, (g_L \, \vec{\mathbb{L}} + g_S \, \vec{\mathbb{S}}) \, . \, \vec{H} \, , \qquad \text{(B-3)}$$

wobei

g_L = 1,00 = das gyromagnetische Verhältnis des Bahndrehimpulses

g_S = 2,0023 = ------ ,, ------ des Spindrehimpulses

μ_o = $e\hbar/2mc$ = $0{,}9273 \cdot 10^{-20}$ erg G^{-1} = das Bohrmagneton

H = die Magnetfeldstärke in Gauß sind.

In Anwesenheit eines Magnetfeldes kommt der magnetische Wechselwirkungsterm (B-3) zu dem Hamilton-Operator (B-1) hinzu:

$$\mathbb{H} = \mathbb{H}_o + \mathbb{H}_f + \mathbb{H}_m \qquad \text{(B-4)}$$

Der Operator $\mathbb{H}_m = (g_L \, \mathbb{L}_z + g_S \, \mathbb{S}_z) \, \omega_H \, \hbar$ kommutiert offenbar mit $\mathbb{L}_z$ und $\mathbb{S}_z$, nicht aber mit dem Operator für den Gesamtdrehimpuls $\vec{\mathbb{J}}$. Dies bedeutet, daß J nun nicht mehr eine gute Quantenzahl darstellt und daß der Hamilton-Operator (B-4) in der LSJM-Darstellung nicht diagonal ist. Der Operator für die magnetische Wechselwirkung $\mathbb{H}_m$ ist diagonal in der LS M_L M_S - Darstellung. Die Basisvektoren der letzten Darstellung sind mit den der ersten durch eine Transformation im Drehimpulsraum verbunden, wobei die Basisvektoren mit gleichen M einen Unterraum bilden. Man kann also den Hamilton-Operator (B-4) in LSJM-Darstellung ausdrücken, in der die nicht-diagonalen Matrixelemente dann ausschließlich aus der magnetischen Wechselwirkung $\mathbb{H}_m$ entstammen.

Das obere Niveau $3^3D_{1,2,3}$

Die Feinstruktur dieses Niveaus ist sowohl theoretisch als auch experimentell sehr gut bekannt. In LSJM-Darstellung lautet die Matrix des $\mathbb{H}_f$-Operators:

$$\mathbb{H}_f = \begin{pmatrix} E_1 & 0 & 0 \\ 0 & E_2 & 0 \\ 0 & 0 & E_3 \end{pmatrix}, \qquad \text{(B-5)}$$

mit $E_{1,2,3}$ die zu J = 1,2,3 zugehörige Feinstrukturenergie /67/: $E_1 = 1{,}3999.10^9$ Hz; $E_2 = 7{,}27.10^7$Hz; $E_3 = 0$
Die Elemente des nicht diagonalen magnetischen WW-Operators $\mathbb{H}_m$ setzen sich nach Gl. (B-3) aus den Vektoroperatoren $\vec{\mathbb{L}}$ und $\vec{\mathbb{S}}$ zusammen. Für einen vorgegebenen Unterraum M lassen sich die Matrixelemente des Vektoroperators $\vec{\mathbb{L}}$ bzw. $\vec{\mathbb{S}}$ in der LSJM-Darstellung folgendermaßen ausdrücken:

a) Die diagonalen Elemente

Nach /64/(S. 63; Gl. $9^3$11) gilt für jeden Vektoroperator $\vec{\mathbb{T}}$:

$$(JM|\vec{\mathbb{T}}|JM) = (J \,\vdots\, T \,\vdots\, J)\; M\,\vec{k} \qquad \text{(B-6)}$$

Setzt man für $\vec{\mathbb{T}}$ die Operatoren $\vec{\mathbb{L}}$ und $\vec{\mathbb{S}}$ ein, für die $\vec{\mathbb{J}} = \vec{\mathbb{S}} + \vec{\mathbb{L}} = \vec{\mathbb{J}}_1 + \vec{\mathbb{J}}_2$ gilt, so lautet der Faktor $(J \,\vdots\, T \,\vdots\, J)$ nach /64/(S. 64; Gl. $10^3$2a):

$$(J \,\vdots\, J_{1,2} \,\vdots\, J) = \frac{J_{1,2}(J_{1,2}+1) - J_{2,1}(J_{2,1}+1) + J(J+1)}{2\,J(J+1)} \qquad \text{(B-7)}$$

Daraus ergibt sich für die diagonalen Elemente des Operators $\mathbb{H}_m$:

$$(JM|\mathbb{H}_m|JM) =$$

$$\mu_o M H \frac{(g_L-g_S)L(L+1) + (g_S-g_L)S(S+1) + (g_S+g_L)J(J+1)}{2\,J(J+1)} \qquad \text{(B-8)}$$

b) Die nicht-diagonalen Elemente

Nach /64/(S. 63; Gl. $9^3 11$) lauten die nicht-diagonalen Matrixelemente von $\vec{\mathbb{J}}_{1,2} = \vec{\mathbb{L}}, \vec{\mathbb{S}}$ in jedem Unterraum M

$$(J,M|\,\mathbb{J}_{1,2}\,|J-1,M) = \vec{k}\,\sqrt{J^2 - M^2}\;\;(J\,\vdots\,J_{1,2}\,\vdots\,J-1)\;, \qquad \text{(B-9)}$$

mit /64/(Gl. $10^3 2b$):

$$(J\,\vdots\,J_{1,2}\,\vdots\,J-1) = \sqrt{\frac{(J-J_1+J_2)(J+J_1-J_2)(J_1+J_2+1+J)(J_1+J_2+1-J)}{4\,J^2\,(2J-1)(2J+1)}} \qquad \text{(B-10)}$$

Die nicht-diagonalen Elemente des Operators $\mathbb{H}_m$ lauten dann:

$$(J,M\,|\,\mathbb{H}_m\,|\,J-1,\,M) = (J-1,\,M\,|\,\mathbb{H}_m\,|\,J,\,M) =$$

$$= \mu_o H(g_S - g_L)\sqrt{J^2-M^2}\;\sqrt{\frac{(J-L+S)(J+L-S)(L+S+1)(L+S+1-J)}{4\,J^2\,(2J-1)(2J+1)}} \qquad \text{(B-11)}$$

Im folgenden wird der Operator $\mathbb{H}_m$ für jedes M (= 0, $\pm$ 1,2,3) nach den Gleichungen (B-8) und (B-11) in Matrixform anschaulich dargestellt:

$$\text{M=0:}\quad \begin{pmatrix} E_1 & \mu_o H(g_S-g_L)\sqrt{\frac{3}{5}} & 0 \\ \mu_o H(g_S-g_L)\sqrt{\frac{3}{5}} & E_2 & \mu_o H(g_S-g_L)\sqrt{\frac{2}{5}} \\ 0 & \mu_o H(g_S-g_L)\sqrt{\frac{2}{5}} & E_3 \end{pmatrix} \qquad \text{(B-12)}$$

$$M=\pm 1: \begin{pmatrix} E_1+\mu_o HM(3g_L-g_S)/2 & \mu_o H(g_S-g_L)\,\frac{3}{2}\sqrt{\frac{1}{5}} & 0 \\ \mu_o H(g_S-g_L)\frac{3}{2}\sqrt{\frac{1}{5}} & E_2+\mu_o HM(g_S+5g_L)/6 & \mu_o H(g_S-g_L)\frac{4}{3}\sqrt{\frac{1}{5}} \\ 0 & \mu_o H(g_S-g_L)\frac{4}{3}\sqrt{\frac{1}{5}} & E_3+\mu_o HM(g_S+2g_L)/3 \end{pmatrix} \qquad \text{(B-13)}$$

$$M=\pm 2: \begin{pmatrix} E_2+\mu_o MH(g_S+5g_L)/6 & \mu_o H(g_S-g_L)\,\frac{1}{3}\sqrt{2} \\ \mu_o H(g_S-g_L)\,\frac{1}{3}\sqrt{2} & E_3+\mu_o MH(g_S+2g_L)/3 \end{pmatrix} \qquad \text{(B-14)}$$

$$M=\pm 3: \quad E_3+\mu_o MH(g_s+2g_L)/3 \qquad \text{(B-15)}$$

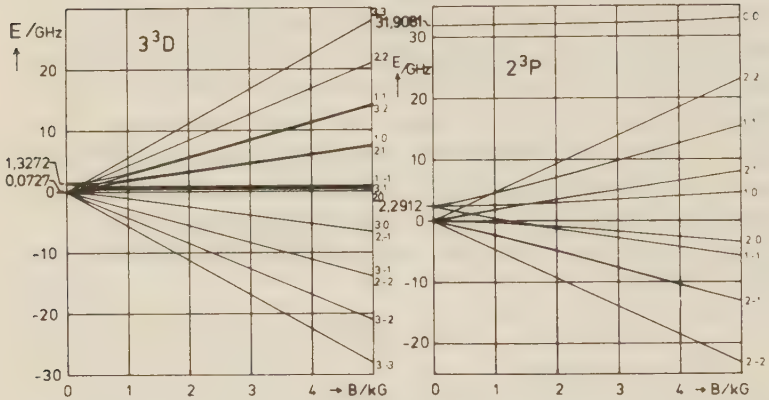
In schwachen Magnetfeldern, wobei die magnetische WW-Energie (von der Größenordnung $\mu_o H = \hbar\omega_H$) viel kleiner als die Feinstrukturenergie ist , kann man die nicht-diagonalen Terme in den Matrixoperatoren (B-12) bis (B-15) vernachlässigen. Die Aufspaltungsenergie im Magnetfeld ist dann durch die diagonalen Elemente, die in der Theorie des Zeemaneffektes als Landé-Faktoren bekannt sind, gegeben. In sehr starken Feldern ($\hbar\omega_H \gg E_i$) ist der Hamilton-Operator näherungsweise in L,S,M_L, M_S-Darstellung diagonal. Die Präzession des Gesamtdrehimpulses $\vec{J}=\vec{L}+\vec{S}$ geht in eine Präzession des einzelnen Drehimpulsvektors $\vec{L}$ bzw. $\vec{S}$ um die Magnetfeldrichtung über. In diesem Fall, der auch der totale Paschen-Back Fall genannt wird, sind die Zustandvektoren $|LS\ M_L\ M_S)$ als lineare Kombination von Russell-Saunders Zustandvektoren $|LSJM)$ darstellbar. Die Koeffizienten der linearen Kombination sind als Clebsch-Gordon Koeffizienten bekannt.

In mittelstarken Magnetfeldern müssen die Energieeigenwerte und die zugehörigen Zustandvektoren durch Diagonalisierung der Matrixoperatoren (B-12) bis (B-15) berechnet werden. Das Ergebnis der Rechnung ist in dem Energieaufspaltungsdiagramm Abb. (B-1) aufgetragen. In dem Diagramm ist zu sehen, daß einige Energieniveaus in der Umgebung des Kreuzpunktes mit anderen Niveaus der Magnetfeldstärke nicht linear verlaufen. Dieses Verhalten kennzeichnet den Übergang zum Paschen-Back-Fall ($\mu_o H \gtrsim E_i$). In dem genannten Bereich sind die nichtdiagonalen Elemente des Hamilton-Operators nicht mehr vernachlässigbar und die Eigenzustände nicht mehr reine Russell-Saunders Zustände, sondern lineare Kombinationen der Form:

$$|Y\ M) = \sum_J C_J |LSJM). \qquad \text{(B-16)}$$

In der Gleichung (B-16) ist $|Y\ M)$ der Eigenvektor des H-Operators, der im feldfreien Fall mit dem Vektor $|\ Y{=}J,\ M{=}M\ )$ identisch ist. Die Entwicklungskoeffizienten C_J lassen sich mittels einfacher Rechenverfahren aus den berechneten Energieeigenwert bei jeder Magnetfeldstärke ermitteln. Das Ergebnis ist in der Tabelle (B-1) für H:3000 G aufgetragen.

Die Aufspaltung der Energieniveaus
3^3D und 2^3P von Helium in Magnetfeld



(a) (b)

Abb. B-1: Energieaufspaltungsdiagramm des Termes $3^3D_{1,2,3}$ und $2^3P_{0,1,2}$.

Aus der Tabelle (B-1) ist deutlich zu sehen, daß die Vermischung der Zustände nur unter Eigenvektoren verschiedener Js innerhalb desselben Unterraums M stattfindet. Das Übergangsgebiet in den Paschen-Back Fall ist für die Terme mit J=1 und J=2 bereits bei 60 Gauß eingetreten, während die Mischung mit dem Term J=1 erst bei $H \gtrsim 1000$ G zustandekommt. Eine weitere Mischung mit dem nächst-stehenden Niveau, dem Singulett-Zustand 3^1D (mit $\Delta E \approx 10^5$ MHz), würde erst bei Magnetfeldern der Größenordnung 100 kG auftreten und ist hier daher uninteressant.

Das untere Niveau $2^3P_{0,1,2}$

Der Hamilton-Operator des unteren Zustandes lautet in Matrizendarstellung für

$$M=0: \begin{pmatrix} E_o & \mu_o H(g_S-g_L)\sqrt{\frac{2}{3}} & 0 \\ \mu_o H(g_S-g_L)\sqrt{\frac{2}{3}} & E_1 & \mu_o H(g_S-g_L)\sqrt{\frac{1}{3}} \\ 0 & \mu_o H(g_S-g_L)\sqrt{\frac{1}{3}} & E_2 \end{pmatrix}, \qquad \text{(B-17)}$$

$$M=\pm 1: \begin{pmatrix} E_1+\mu_o MH(g_S+g_L)/2 & \mu_o H(g_S-g_L)/2 \\ \mu_o H(g_S-g_L)/2 & E_2+\mu_o MH(g_S+g_L) \end{pmatrix}, \qquad \text{(B-18)}$$

$$M=\pm 2: \quad E_2+\mu_o MH(g_S+g_L)/2 , \qquad \text{(B-19)}$$

mit $E_o = 31{,}9081 \cdot 10^9$ Hz
$E_1 = 2{,}2912 \cdot 10^9$ Hz
$E_2 = 0$
} nach /66/.

Die Energieeigenwerte in Abhängigkeit des Magnetfeldes sind im Energieaufspaltungsdiagramm Abb. B-1 (b) aufgetragen. Die Übergangsmagnetfeldstärke liegt für J=1-2 bei etwa 1500 G und für J=0-1,2 bei $H \gtrsim 20$ kG. Die Eigenvektoren sind als lineare Kombination der Russell-Saunders Zustände in der Tabelle (B-2) dargestellt.

Tabelle B-1: Die Zustandsvektoren des oberen Niveaus $3^3D_{1,2,3}$ bei H=3000 Gauß.

Y,M	E/Hz			
3,+3	16,80527428E9	1,0|3,+3)		
3,-3	-16,80527428E9	1,0|3,-3)		
3,+2	8,445994399E9	-0,8117409402 |2,+2)	+0,5840176761 |3,+2)	
2,+2	12,63088408E9	-0,5840204888 |2,+2)	-0,8117389166 |3,+2)	
3,-2	-12,58241421E9	-0,5707210969 |2,-2)	+0,8211439762 |3,-2)	
2,-2	- 8,349064275E9	0,8211451156 |2,-2)	+0,5707194575 |3,-2)	
3,+1	0,7589793187E9	0,6755853269 |1,+1)	-0,6546119187 |2,+1)	
			+0,3392163058 |3,+1)	
2,+1	4,69304069E9	0,6256527393 |1,+1)	+0,2656062798 |2,+1)	
			-0,7334929817 |3,+1)	
1,+1	8,617292597E9	0,390555645 |1,+1)	+0,7077688111 |2,+1)	
			+0,5889991229 |3,+1)	
3,-1	- 8,255209319E9	0,2618348956 |1,-1)	-0,7011925032 |2,-1)	
			+0,6631527434 |3,-1)	
2,-1	- 3,826162224E9	-0,4618644133 |1,-1)	+0,5122911686 |2,-1)	
1,-1	9,5725589425E8	0,847421299 |1,-1)	+0,495866188 |2,-1)	
			+0,189720497 |3,-1)	
3,o	- 3,818858533E9	0,456063961 |1,0)	-0,7301019239 |2,0)	
			+0,5088780251 |3,0)	
2,0	0,5474512905E9	-0,6103007283 |1,0)	+0,1595890773 |2,0)	
			+0,7759280557 |3,0)	
1,0	4,744007243E9	0,6477177913 |1,0)	+0,6644413731 |2,0)	
			+0,3727993089 |3,0)	

Tabelle B-2: Die Zustandsvektoren des unteren Niveaus $2^3P_{0,1,2}$ bei H = 3000 G.

Y,M				
2,+2	1,260286234E10	1,0 |2,+2)		
2,+1	5,051632797E9	-0,518066003 |1,+1)	+0,859660356	|2,+1)
1,+1	9,84429954E9	0,858741652 |1,+1)	+0,512408797	|2,+1)
2,0	-1,645809335E9	0,057954663 |0,0)	-0,559860852	|1,0)
			+0,826557369	|2,0)
1,0	3,541338759E9	-0,098898443 |0,0)	+0,820530377	|1,0)
			+0,562982237	|2,0)
0,0	3,23035845E10	0,993393556 |0,0)	+0,114434058	|1,0)
			+0,008607477	|2,0)
1,-1	-2,760432797E9	0,860212888 |1,-1)	+0,509935082	|2,-1)
2,-1	-7,551229542E9	-0,510705653 |1,-1)	+0,859755626	|2,-1)
2,-2	-1,260286234E10	1,0 |2,-2)		

Die Magnetfeldstärke im spektroskopisch beobachteten Bereich vor der Wand beträgt schätzungsweise H≈ 2500 G, d.h. sie liegt keinesfalls im Bereich des Zeemaneffektes sondern gut im Übergangsbereich zum Paschen-Back Fall. Obwohl das Magnetfeld noch nicht stark genug ist, eine Aufspaltung größer als die Dopplerbreite bei T ≳10.000 K hervorzurufen, kann infolge des nicht linearen Verhaltens der Aufspaltungsenergien nicht nur eine Verzerrung des Linienprofils, sondern auch eine Verschiebung des Linienmaximums zustandekommen.

Die Wirkung des Magnetfeldes auf das Linienprofil des 3^3D-2^3P Überganges wird hier anhand der vorliegenden Eigenwerte bzw. Eigenfunktionen theoretisch untersucht.
Aus den Energie-Eigenwerten sind die Position der einzelnen Multiplett komponenten $\nu_{yy'}$ bei einer vorgegebenen

Feldstärke (als obere Grenze wird hier 3000 G angenommen) bekannt. Angenommen, daß jede Multiplettkomponente dopplerverbreitert ist, so ist das resultierende Linienprofil:

$$I(\nu) = \sum_{(yy')} P_{yy'} \exp - (\nu-\nu_{yy'})^2 / \nu_d^2 \quad , \qquad \text{(B-20)}$$

wobei

ν_D = die Dopplerbreite ($h\nu_D \gg$ Feinstrukturenergie)

$\nu_{yy'}$ = die Frequenz der Multiplettskomponente = $(E_2^y - E_1^y)/h$

$P_{yy'}$ = die Übergangswahrscheinlichkeit für die Emissionsfrequenz $\nu_{yy'}$ sind.

Da die in dem Übergang beteiligten Eigenvektoren als lineare Kombinationen der Russell-Saunders Eigenfunktionen darstellbar sind (Tabelle B-1 und B-2), lassen sich die Übergangswahrscheinlichkeiten $P_{yy'}$ einfach berechnen.

Die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten

Die Übergangswahrscheinlichkeit von einem oberen Zustand $|J,M)$ in einen unteren Zustand $|J',M')$ ist dem Matrixelement für das Übergangsdipolmoment $(\alpha,J,M \mid \vec{a}.\vec{\mathbb{D}} \mid \alpha',J',M')$ proportional, wobei $\vec{a}.\vec{\mathbb{D}}$ der Operator für die Dipolmomentkomponente in der Polarisationsrichtung $\vec{a}$ ist. Nach /64/ (S.63) hat das Matrixelement des Dipolmomentoperators $\vec{\mathbb{D}}$ die Form

$$(\alpha,J,M|\vec{\mathbb{D}}|\alpha',J',M') = \begin{cases} (\alpha\ J \vdots D \vdots \alpha',J')\ \tau_{\pm}(J,M)\ (\vec{i} + i\,\vec{j}) \\ \qquad\qquad \text{für } \Delta M = \pm 1 \qquad \text{(B-21a)} \\ (\alpha\ J \vdots D \vdots \alpha',J')\ \tau_{o}(J,M)\ (\vec{k}) \text{ für} \\ \qquad\qquad \Delta M = 0 \ , \qquad \text{(B-21b)} \end{cases}$$

wobei $(\alpha,J \vdots D \vdots \alpha', J')$ eine von M unabhängige Größe ist, die dem Matrixelement des Operators $\mathbb{D}_- = \mathbb{D}_x - i\mathbb{D}_y$ proportional ist (/64/ S. 62), und $\tau_{o,\pm}(J,M)$ von J,M

abhängige Ausdrücke sind (/64/S. 63). Für ein bestimmtes Multiplett ist α durch die drei Quantenzahlen n,L und S gekennzeichnet. Der in der Gl. (A-21a,b) auftretende Faktor $(\alpha, J : D : \alpha', J') = (n,S,L,J : D : n',S',L',J')$ ist als das Matrixelement $(\gamma, j_1, j_2, j : P : \gamma', j_1', j_2', j)$ in (/64/ S. 69) angegeben. Für das Multiplett $3^3D \rightarrow 2^3P$ lauten sie mit n,S,L = 3,1,2 und n',S',L' = 2,1,1:

$$(\sim, J : P : \alpha', J+1) = -(3,1,2 : P : 2,1,1)\ \frac{\sqrt{Q(j)Q(J+1)}}{2(J+1)\sqrt{(2J+1)(2J+3)}} \qquad \text{(B-22a)}$$

$$(\alpha, J : P : \alpha', J) = \pm(3,1,2 : P : 2,1,1)\ \frac{\sqrt{P(J)Q(J)}}{2J(J+1)} \qquad \text{(B-22b)}$$

$$(\alpha, J : P : \alpha', J+1) = (3,1,2 : P : 2,1,1)\ \frac{\sqrt{P(J)P(J-1)}}{2J\sqrt{(2J-1)(2J+1)}}\ , \qquad \text{(B-22c)}$$

mit $P(J) = (J-S+L)(J+S+L+1)$ und $Q(J) = (S+L-J)(J+S+L+1)$.

Für ein vorgegebenes Multiplett ist der Vorfaktor $(n,S,L : P : n', S', L')$, der das radiale Integral enthält, für alle Multiplettkomponenten identisch und kann deshalb in der Berechnung der relativen Übergangswahrscheinlichkeit innerhalb des Multipletts unberücksichtigt bleiben. Mit den Gleichungen (B-21a,b) und (B-22a,b,c) läßt sich die relative Übergangswahrscheinlichkeit S_Θ einzelner Komponenten $s_\Theta(\alpha JM \rightarrow \alpha' J' M')$ in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels $\Theta = \measuredangle(\vec{s},\vec{k})$ berechnen (64/ S.90/91 u. 99):

$$p_\Theta(\alpha JM\text{-}\alpha' J' M') = (\alpha, J : D : \alpha', J') \cdot \begin{cases} \tau_0 \sin\Theta \ (\Delta M = 0) & \text{(B-23a)} \\ \tau_1 \sqrt{1+\cos^2\Theta} \ (\Delta M = \pm 1) & \text{(B-23b)} \end{cases}$$

$$s_\Theta = |p_\Theta|^2 \qquad \text{(B-23c)}$$

Das Intensitätsverhältnis in Abwesenheit eines Magnetfeldes

In Abwesenheit des Magnetfeldes verschmelzen die Zeemankomponenten des Überganges $3^3D_{3,2,1} \rightarrow 2^3P_{2,1,0}$ infolge der Entartung in M in sechs Feinstrukturkomponenten. Die Übergangswahrscheinlichkeit einer Feinstrukturkomponente ist dann (/64/ S. 90) die Summe der Beiträge aller Zeemankomponenten S_Θ ($\propto JM \rightarrow \propto' J'M'$), die sich nach den Gleichungen B-23abc für jede vorgegebene Beobachtungsrichtung berechnen lassen:

$$S_\Theta(\propto J \rightarrow \propto' J') = \sum_M \sum_{M'} s_\Theta (\propto JM \rightarrow \propto' J'M') \qquad (B\text{-}24)$$

Vernachlässigt man im Falle natürlicher Anregung (/64/ S. 97) den geringen Unterschied in den Besetzungsdichten der Niveaus mit unterschiedlichen J's (sie verhalten sich zueinander wie der Boltzmannfaktor $\exp -\Delta E_{JJ'}/kT \approx \exp -10^{-6} \approx 1$), so ist die über alle Polarisationsrichtung integrierte Linienintensität der Übergangswahrscheinlichkeit $s_\Theta(\propto J \rightarrow \propto' J')$ proportional:

$$I_\Theta \sim S_\Theta = \sum_M \sum_{M'} s_\Theta(\propto JM \rightarrow \propto' J'M') \qquad (B\text{-}25)$$

Das Ergebnis dieser Rechnung ist in der Tabelle (A-3) aufgetragen. Die ermittelten Linienintensitäten sind von dem Beobachtungswinkel Θ unabhängig, wie sie auch sein müssen. Der Nullpunkt der Übergangsfrequenz $\Delta E = 0$ wird hier auf den Energieunterschied zwischen den ^3D und ^3P-Niveaus bezogen. In dem Falle, daß die Feinstrukturkomponenten aufgrund irgendeiner Verbreiterung (z.B. der natürlichen Verbreiterung) verschmelzen, stimmt der Nullpunkt der Übergangsfrequenz mit dem Maximum des Linienprofils nicht exakt überein.

Tabelle B-3:

Übergang J J'	$\frac{\Delta E}{\hbar}$/GHz	$S_\Theta(J \to J')$ $\Theta = 0^o, 90^o$	normierte Linienintensität
3 - 2	0	28,0	100,00
2 - 2	+ 0,0727	5,0	17,857
2 - 1	- 2,2185	15,0	53,571
1 - 2	+ 1,3999	0,3333	1,190
1 - 1	- 0,8913	5,0	17,857
1 - 0	- 30,5082	6,6667	23,8095

Im Falle der Dopplerverbreiterung ergibt sich bereits bei niedrigen Temperaturen ($T \gtrsim 10^4$ K) ein Profil, das gegenüber einem Einzelprofil mit der Frequenzmitte bei $\approx -0{,}692$ GHz innerhalb der vorliegenden Meßgenauigkeit ($\approx 0{,}1$ GHz $\sim 0{,}001$ Å) nicht mehr zu unterscheiden ist (Abb. B-4).

Die relativen Linienintensitäten im Magnetfeld

In Anwesenheit eines Magnetfeldes ist die Entartung in der magnetischen Quantenzahl M aufgehoben. Da jeder Übergang Y,M → Y', M' nun eine andere Frequenz aufweist, entfällt hier die Summation über die M's. Im Bereich des Zeemaneffektes (schwacher Feldstärke) verhält sich die Linienintensität der Zeemankomponenten dem Term (JM→J'M') proportional. Im Bereich der Übergangsfeldstärke läßt sich die Eigenfunktion des Hamilton-Operators als Linearkombination der Russell-Saunders-Zustände ausdrücken (Tabelle B-1,2). Schreibt man nach Gl. B-16 die Wellenfunktion des oberen Zustandes $|YM)$ als

$$\psi_2(\vec{r}) = \varphi_2(r) \sum_J \alpha_J |J\,M) \qquad \text{(B-26a)}$$

und die des unteren Zustandes $|Y'M')$ als

$$\psi_1(\bar{r}) = \varphi_1(r) \sum_{J'} \beta_{J'} |J'M') , \qquad \text{(B-26b)}$$

wobei die Entwicklungskoeffizienten α_J bzw. $\beta_{J'}$ aus der Tabelle B-1 bzw. B-2 zu entnehmen sind, so beträgt die Wahrscheinlichkeit für den Übergang $YM \rightarrow Y'M'$

$$P_\Theta(YM\text{-}Y'M') \sim \left| \sum_J \sum_{J'} \alpha_J^* \beta_{J'} \; p_\Theta(\alpha JM \rightarrow \alpha' J'M') \right|^2 , \qquad \text{(B-27)}$$

wobei $p_\Theta(\alpha JM \rightarrow \alpha' J'M')$ nach den Gleichungen (B-23a, b) zu ermitteln ist.

Anders als bei der Berechnung der relativen Intensitäten der Feinstrukturkomponenten, wobei das Kreuzprodukt der Matrixelemente mit unterschiedlichen magnetischen Quantenzahlenpaaren (M,M') infolge der inkohärenten Emission sich weginterferiert, verschwinden in der Gl. B-27 die Kreuzterme mit unterschiedlichen (J,J') nicht, weil die Wellenfunktion in der Gl. B-26a bzw. B-26b jeweils einen einzigen, nicht entarteten Zustand darstellt. Die nach der Gl. B-27 berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten sind in der Tabelle B-4 für $\Theta = 0^\circ$ und $\Theta = 90^\circ$ dargestellt. Die Richtigkeit der Rechnung ist durch zwei Kriterien bestätigt, nämlich daß die über alle Polarisationsrichtungen integrierte Gesamtintensität des Multipletts sowohl von dem Beobachtungswinkel ($\Theta = 0^\circ$, 45°, 90°) als auch vom Magnetfeld (B = 0,3000, 30000, 70000 G) unabhängig ist. Außerdem gehorchen die Linienintensitäten der wohlbekannten Summenregel: Die über alle Polarisations- und Beobachtungsrichtungen integrierte Intensität sämtlicher Übergänge, die aus einem oberen Zustand $|Y,M)$ ausgehen (bzw. in einen unteren Zustand $|Y',M')$ enden) ist sowohl

Die Übergangswahrscheinlichkeit der Multiplettskomponenten HeI: $3^3D_{3,2,1} \rightarrow 2^3P_{2,1,0}$ bei B = 3000 G.

0° / 90°	3,+3	3,-3	3,+2	2,+2	3,-2	2,-2	3,+1	2,+1	1,+1	3,-1	2,-1	1,-1	3,0	2,0	1,0	Y,M
2,+2	6,0		0	0			12E-4	6E-	0,993							7,0
	3,0		2E-4	3,0			6E-4	3E-3	0,496							6,5
2,+1			5,71	0,16			0	0	0				75E-4	1,028	0,088	6,99
			2,855	0,08			52E-4	2,9	0,129				38E-4	0,514	0,044	6,59
1,+1			0,344	2,84			0	0	0				8E-3	98E-5	2,87	6,06
			0,172	1,42			0,02	0,071	3,852				4E-3	49E-5	1,435	6,97
1,0							,38	1,175	0,110	0,172	1,295	2,90	0	1	0	6,733
							,19	0,587	0,205	0,086	0,647	1,451	0,413	1,5725	1,28	6,632
0,0							1,03	1,186	0,672	0,154	0,633	3,02	0	0	0	6,68
							,54	0,59	2,306	0,077	1,316	1,51	0,476	1,13	1,72	6,66
2,0							4,08	0,685	47E-4	0,685	1,113	0,03	0	0	0	6,59
							2,04	0,343	23E-4	0,343	0,556	0,014	2,125	1,27	0,017	6,71
1,-1					0,168	5,65				0	0	0	0,105	0,998	0,019	6,94
					1,084	2,824				0,162	2,848	0,051	0,052	0,499	97E-4	6,53
2,-1					2,85	0,149				0	0	0	2,87	68E-4	32E-4	6,96
					1,427	2,12				3,33	0,106	39E-5	1,435	9E-4	16E-4	6,97
2,-2		6,0			0	0				0,996	25E-4	14E-4				7,0
		3,0			3,	25-4				0,498	13E-4	7E-4				6,5
Y',M'	6,0	6,0	6,0	0	3,	6,0		3,	,	2,0	3,0	6,0	3,0	2,0	3,0	60,0
	3,0	3,0	3,0	4,5	4,5		3,	4,5	0	5,0	4,5	3,0	4,5	5,0	4,5	60,0

Tab. B - 4

von Y und M (bzw. Y'und M') als auch vom Magnetfeld unabhängig. In magnetfeldparalleler Richtung ($\Theta = 0^{\circ}$) sind 46 σ-Linien beobachtbar, während in 90°-Richtung insgesamt 71 π- und σ-Linien auftauchen, von denen 17 Linien (in den doppelumrandeten Feldern der Tabelle B-4) von Übergängen entstammen, die im feldfreien Fall (Y,M → J,M) verboten sind. In sehr starken Feldern (B = 30-70 kG) verschwindet allmählich die Linienstärke mancher Übergänge, während die übrigbleibenden Linien ein für den totalen Paschen-Back Fall typisches Lorentz-Triplett bilden (Abb. B-5).

Mit den berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten für $\Theta = 45^{\circ}$ läßt sich nun das Dopplerprofil des Multipletts $3^3D \rightarrow 2^3P$ im Magnetfeld von 3000 Gauß mit Hilfe der Gl. B-20 ermitteln. Das Ergebnis ist für B = 0 (gestrichelte Kurve) und B = 3000 G (durchgezogene Kurve) in der Abb. B-2 für ($\Theta = 0^{\circ}$, T = 2000 K), Abb. B-3 für ($\Theta = 0^{\circ}$, T = 10.000 K) und Abb. B-4 für ($\Theta = 45^{\circ}$, T = 10.000 K) dargestellt.

Aus den berechneten Linienprofilen lassen sich folgende Eigenschaften zusammenfassen:

a) Eine Verschiebung des Linienmaximums ist bis zu einer Magnetfeldstärke von 3000 Gauß innerhalb der Genauigkeit der Darstellung ($\approx$ 0,1 GHz $\sim 10^{-3}$ Å) in allen Beobachtungsrichtungen nicht festzustellen.

b) Die Zeemanaufspaltung bewirkt lediglich eine leichte Verzerrung des Dopplerprofils. Im Vergleich mit dem Dopplerprofil im feldfreien Fall erscheint das Profil im Magnetfeld von 3000 Gauß etwas verbreitert. Die Verbreiterung ist in feldparalleler Richtung größer als in 45°-Richtung.

c) Bei sehr starken Feldern (B = 70 kG) findet tatsächlich eine Frequenzverschiebung statt. Nach der Abb. B-5 beträgt der Abstand zwischen dem Profilmaximum und dem Wellenlänge-Nullpunkt etwa $\Delta\lambda \approx +0{,}065$ Å, während bei niedrigeren Magnetfeldern (B = 0-3 kG) $\Delta\lambda \approx +0{,}008$ Å (Abb. A-2,3,4) ist. Es ist also eine Rotverschiebung, die offensichtlich durch die vollständige Durchmischung des Zustandes 2^3P_o mit den übrigen Russell-Saunders-Zuständen hervorgerufen wird.

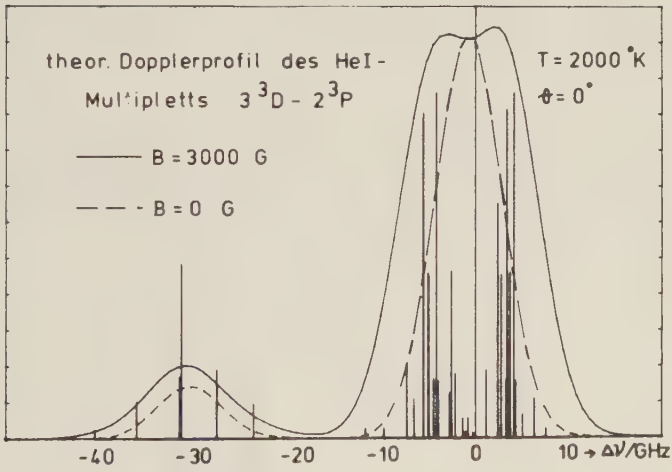


Abb. B-2

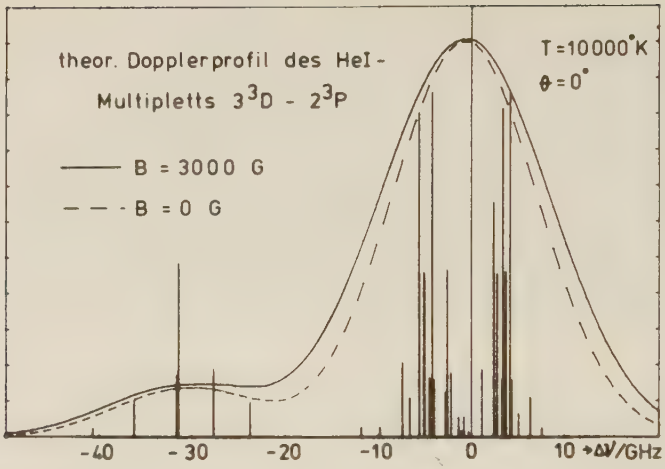
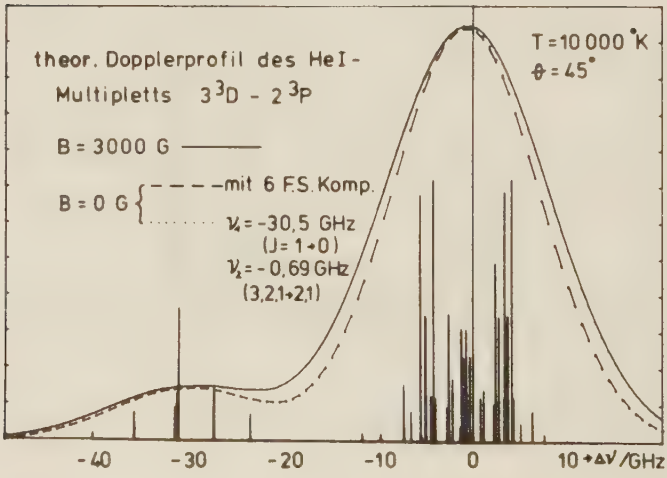

theor. Dopplerprofil des HeI-
Multipletts $3^3D - 2^3P$
B = 3000 G
B = 0 G
T = 10000°K
θ = 0°
-40
-30
-20
-10
0
10 → Δν/GHz

Abb. B-3


theor. Dopplerprofil des HeI-
Multipletts $3^3D - 2^3P$
B = 3000 G
B = 0 G
mit 6 F.S. Komp.
ν_1 = -30,5 GHz
(J = 1→0)
ν_2 = -0,69 GHz
(3,2,1→2,1)
T = 10000°K
θ = 45°
-40
-30
-20
-10
0
10 → Δν/GHz

Abb, B-4

Um die Richtigkeit der Rechnungen experimentell zu prüfen, wurde zum Schluß ein Vergleich mit den Starkprofilmessungen in /69/ bei einem Magnetfeld von 70 kG für die Elektronendichte $n_e = 9{,}5 \cdot 10^{15} cm^{-3}$ und $3{,}1 \cdot 10^{16} cm^{-3}$ durchgeführt. Die Abb. B-5 zeigt das theoretische Starkprofil, das hier als eine Faltung der natürlichen Linienverbreiterung (mit $\Delta\omega_N = 0{,}706 \cdot 10^8 s^{-1}$) mit der Starkverbreiterung durch Elektronenstoß (mit einer halben Halbbreite von 0,186 Å/$10^{16} cm^{-3}$ Elektronendichte, nach /70/) dargestellt wird. Die Abb. B-6 zeigt das experimentell gemessene Profil aus /69/. Die Abweichung der experimentellen von der theoretischen Kurve läßt sich zum einen auf die Faltung der letzteren mit dem Apparateprofil des Monochrommators und zum anderen auf die statische Starkverbreiterung durch die Ionen /71/ zurückführen. Abgesehen von den obigen Faktoren stimmt das theoretisch berechnete Verhältnis der π- und σ-Komponente mit dem Experiment gut überein. Ebenso stimmt der Wellenlängenabstand zwischen den π- und σ-Komponenten des Lorentz Tripletts ($\approx$ 100 GHz = 1,14 Å) mit dem direkten Ergebnis aus der Formel für den Paschen-Back Fall /69/:

$$\Delta\lambda = \frac{e}{4\pi m_e c^2} B \lambda^2 = 4{,}716 \cdot 10^{-13} \lambda^2 B = 1{,}14 \text{ Å}$$

sehr gut überein.

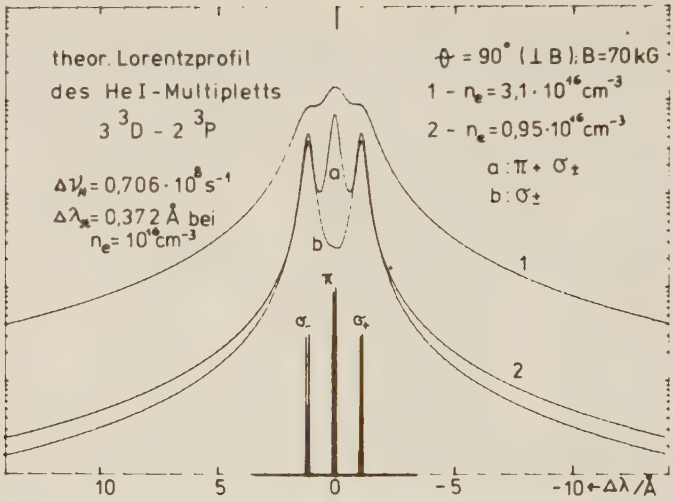

theor. Lorentzprofil
des He I - Multipletts
3 3D - 2 3P
Δν = 0,706 · 10^8 s^-1
Δλ = 0,372 Å bei
n_e = 10^16 cm^-3
ϑ = 90° (⊥ B); B = 70 kG
1 - n_e = 3,1 · 10^16 cm^-3
2 - n_e = 0,95 · 10^16 cm^-3
a : π + σ±
b : σ±
a
b
π
σ-
σ+
1
2
10
5
0
-5
-10 ← Δλ/Å

Abb. B-5

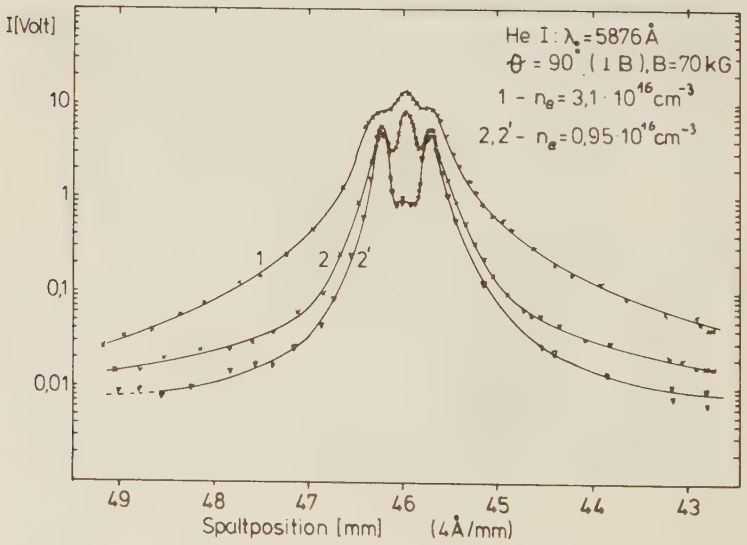

I[Volt]
10
1
0,1
0,01
He I : λ = 5876 Å
ϑ = 90° (⊥ B), B = 70 kG
1 - n_e = 3,1 · 10^16 cm^-3
2, 2' - n_e = 0,95 · 10^16 cm^-3
1
2
2'
49
48
47
46
45
44
43
Spaltposition [mm]
(4 Å/mm)

Abb. B-6

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. J. Uhlenbusch für die Anregung zu dieser Arbeit, für seine fördernde Unterstützung und für die kritische Durchsicht des Manuskriptes.
Herrn Dr. J. Hackmann danke ich für seine stete Hilfsbereitschaft bei der Durchführung des Experiments , für die zahlreichen kritischen Diskussionen bei der Erstellung des Manuskriptes, sowie für die Übermittlung des Fortran-Programmes für die numerischen Rechnungen.
Herrn Dipl.-Phys. P. Chall bin ich für seine Hilfe bei dem Aufbau und der Durchführung des Streuexperiments und für die Erstellung des Fortran-Programmes für die Resonanzstreumessungen zu Dank verpflichtet.
Schließlich habe ich den Werkstattangehörigen und allen Mitarbeitern des Instituts zu danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

LEBENSLAUF

Am 7. Januar 1942 wurde ich als Sohn des Kaufmannes Souw Tjwan Ling und seiner Ehefrau Kwee Pek Liang Nio in Pekalongan, Indonesien, geboren. Nach dem Besuch der Volksschule "Jajasan Pius" in Pekalongan besuchte ich die staatliche mittlere und höhere Schule in meiner Heimatstadt.

Im August 1960 begann ich mein Physikstudium an dem "Institut Teknologi Bandung" in Bandung, Indonesien und erwarb dort im September und Oktober 1963 mein erstes und zweites Vordiplom.

Nach einer zweijährigen Unterbrechung des Studiums infolge einer politischen Unruhe gegen Ende 1965 konnte ich mein Physikstudium 1967 an der Technischen Universität Clausthal-Zellerfeld fortsetzen, wo ich im November 1972 das Diplom in Experimentalphysik erwarb.

Im April 1973 wurde ich im Rahmen eines von der Deutschen Forschungsgemeinschaft finanzierten Forschungsvertrages Mitarbeiter von Prof. Dr. Uhlenbusch im Physikalischen Institut II der Universität Düsseldorf.

Seit Januar 1978 bin ich in einem vom Sonderforschungsbereich Plasmaphysik Bochum/Jülich geförderten Forschungsvorhaben in demselben Institut in Düsseldorf tätig.

FOTODRUCK J. MAINZ — Telefon: (02 41) 2 73 05
Neupforte 13, Nähe Markt, 5100 Aachen